岩体结构力学

孙广忠 著

科学出版社

ISBN 7-03-000487-6
P·86

定　　价：11.40　元
科技新书目：175-082

岩 体 结 构 力 学

孙 广 忠 著

科 学 出 版 社
1988

内 容 简 介

本书作者在地质研究基础上，明确地提出了“岩体结构控制论”是岩体力学基础理论，“岩体结构力学效应”是岩体力学的力学基础，系统地阐述了岩体变形、岩体破坏及岩体力学性质基本规律；将岩体按岩性、结构及环境应力条件划分为连续介质、碎裂介质、板裂介质及块裂介质等四种力学介质，提出了岩体力学系由连续介质岩体力学、碎裂介质岩体力学、板裂介质岩体力学及块裂介质岩体力学组成的力学体系；并扼要地阐述了岩体力学分析原理及方法。本书是岩体力学基础理论专著，对进一步开展岩体力学和岩体工程研究和实践具有重要指导意义。

本书可作为研究生教材，亦可供地质、地震、土木，水利水电，矿山工程技术人员和高等院校师生参考。

岩 体 结 构 力 学

孙 广 忠 著

责任编辑 谢洪源 周文辅

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1988 年 10 月第 一 版　　开本：787×1092 1/16

1988 年 10 月第一次印刷　　印张：24 1/2

印数：平 1—2,490　　插页：平 2 精 3

　　　精 1—720　　字数：565,000

ISBN 7-03-000487-5/P·86（平）

ISBN 7-03-000640-2/P·105（精）

定价：平　　装 11.40 元

　　　布脊精装 12.90 元

前　　言

岩体是经受过变形、遭受过破坏的地质体的一部分。岩体力学是研究经受过变形、遭受过破坏的地质体，在环境应力条件改变时，产生再变形和再破坏的规律及运用这些规律解决工程建筑中的地质工程问题的一门应用性科学。

岩体力学作用和力学性质严格地受构成岩体的组成成分、结构及其赋存条件的控制，特别是受岩体结构面及岩体结构特征的控制。

岩体结构力学效应是岩体力学理论的中心内容。如果没有这一特点，岩体力学与其它固体力学也就没有区别，或者说，如果没有结构面也就没有岩体力学。据此，本书选定以岩体结构控制作用分析为纲，将岩体力学研究与地质研究紧密地结合起来，简明地论述岩体结构地质特征及其力学效应，以此为基础对岩体力学分析展开论述。

岩体力学越来越受到重视。目前国内一些重要的生产和科研部门都有专门的岩体力学工作队伍，这些部门的科研人员已为生产建设作出了有价值的贡献，获得了一定的信誉。许多高等院校(如地质院校、冶金院校、矿业院校、铁道院校、水利水电院校)都在开设岩体力学课。为了普及岩体力学知识，急生产之所需，近年来开办了各种类型的岩体力学讲习班。人们对岩体力学的认识已经改变，认识到岩体力学是地质工程建设的基础学科。许多工程技术工作者又都感觉到现有的岩体力学理论和技术还不能令人满意地解决当前工程建设中提出来的问题。关于这个问题，著者认为，其主要原因有两条：①岩体力学研究与地质研究脱节问题还没有解决好；②现有的岩体力学观点和理论还不能如实反映岩体力学作用规律。现有的岩体力学理论主要是材料力学观点，而岩体力学课题中许多是结构力学问题，仅用材料力学观点去解决具有结构力学特点的岩体力学课题显然是不够的。要解决这个问题，必须在岩体力学工作中紧密地与地质相结合，以地质为基础开展岩体力学研究，这是国内外一致的呼声。工程地质工作者迫切要求与力学相结合发展工程地质，使工作定量化，而岩体力学工作者也迫切要求与工程地质相结合发展岩体力学理论。如何解决这个问题，目前还在探索。著者认为，要解决这个问题需要从以下几个方面入手：首先要对岩体基本性质有一个认识，针对岩体的性质研究其力学作用规律，探讨解决地质工程问题的理论和技术方法，为地质工程设计和施工服务。我们不仅要做到所提出来的研究课题有用，而且还必须解决在实践中好用的问题。目前谁都认为地质资料对岩体力学研究来说是十分重要的。但是，由于地质资料与岩体力学作用、岩体力学性质规律间的关系没有解决好，因此使十分有用的地质资料因不好用而得不到应用。这是岩体力学研究与地质研究脱节的具体表现。岩体中存在节理、断裂等不连续面造成岩体与其它固体间的巨大区别。岩体在节理和断裂切割下形成自己的独特结构——割裂结构。这就要求在研究岩体力学作用和岩体力学性质时，必须考虑岩体结构力学效应。根据岩体结构规律研究岩体力学作用规律，这是一个十分重要的基本观点。因此，为了解决岩体力学与地质脱节问题，岩体力学研究应从岩体结构及岩体结构力学效应研究出发，运用结构

力学手段、理论、方法，研究岩体力学作用和性质，以解决地质工程问题。

岩体力学全部内容由两大部分组成：即①将地质模型转化为力学模型；②将力学模型转化为数学语言。前一个转化主要依赖于岩体结构及其力学效应，后一个转化则主要依赖由岩体结构力学效应定量得到的本构规律和破坏判据。这是岩体力学研究中的一个核心问题。这个问题不解决好，岩体力学研究结果还是脱离实际的。当前出版的岩体力学著作中在这两个转化上，特别是将地质模型转化为力学模型上解决得还不好，不少著作中还只把岩体作为连续介质处理。岩体中确实有连续介质部分，但它不都是连续介质。因此仅用连续介质力学理论解决岩体力学问题是不够的。岩体中存在大量节理、断裂，它们使岩体具有不连续性，这是岩体有别于其它固体的主要性质。而当前教科书中有很大一部分似乎还不承认这个特点，这个问题反映在岩体力学的一些方面。为了使读者对岩体力学问题有较全面的了解，本书将从岩体地质特征探讨入手，重点阐述岩体变形、破坏及力学性质等基本规律，并以分类的方法介绍、分析地质工程问题的力学方法，即岩体力学分析方法。

目前流行的概念好象是把"岩石"和"岩体"等同起来，这样既看不到岩体结构特征，也看不到其赋存环境的特殊性。这就出现了一种观点，认为"岩石"和"岩体"只不过是一个名词问题而已。实际上不是，而是一个重要的观点问题。岩石只是组成岩体的一种材料。而岩体是经受过变形、遭受过破坏的地质体。这个问题不清楚，也就弄不清楚岩体力学与岩石力学的区别所在。甚至误认为岩石力学加试块大型野外试验就是岩体力学，这是由于对岩体缺乏正确的概念所造成的。因此，著者在本书的第一部分首先探讨岩体的地质特征。某些人认为，岩体太复杂、很难找到规律，岩体力学太难了，是的，岩体力学的确是一个难题，但不是不可捉摸的。

岩体力学作用和力学性质是否有规律，主要决定于岩体是否有规律。著者认为，岩体是有规律的。岩体的规律主要表现在岩性、结构及其赋存条件三个方面。而岩体结构是核心因素，岩体结构规律弄清楚了，等于岩体力学问题解决了将近一半。从岩体力学的角度来说，岩体结构规律不是指区域构造规律，而主要是指与工程力学作用直接有关的坝基、边坡、地下洞室等位置地段的岩体结构，或称为"小小构造"规律。岩体结构特征是不连续性，它标志着结构面切割的方式和程度。

岩体结构是由一定的结构单元和结构模式构成的。所谓岩体力学规律决定于岩体结构，实际上是决定于结构单元的力学性质及结构模式的力学作用规律。提出岩体结构单元不是摆设，而是岩体力学的真正基础。与一般物质特性决定于组成它的分子、电子性质及其排列型式(结构)一样，岩体力学性质也决定于组成岩体结构单元及其组合、排列特征，即结构特征。这是岩体力学中又一重要观点。

岩体变形本构规律是目前岩体力学研究中基础性课题之一，但如何研究这个课题，也有两种观点。其一是力学的，另一是地质力学的。单纯从力学角度讨论这问题时，本构方程往往是由一大堆力学参数、"严密"的理论构成的。实际上，"严密"的理论并不严密，因为它不是从岩体实际出发抽象出它自身存在的内在规律，而有一些是以想象代替实际，多半是从唯象上给予唯理的规律，是否真有其事，考虑的并不多。这也是岩体力学研究脱离岩体的地质实际的一种表现。著者认为，这个问题应该从岩体变形本构规律，亦即从岩体结构单元的力学性质及岩体结构特征出发，研究岩体变形本构规律才能得到符合实际的

结果，这就是地质力学观点。

实践经验和实际资料表明，岩体破坏机制在很大程度上控制于岩体结构，同时也受岩体赋存条件左右着。岩体破坏判据，按理应以岩体破坏机制为依据来建立，亦即应以岩体结构为基础，按其力学作用机制不同，来建立不同的破坏判据。目前有一种观点，即企图用一种破坏判据，如库仑-莫尔判据统治全部岩体破坏条件。实际上是行不通的，也不符合岩体实际。岩体实际是岩体有多种结构、多种力学介质和多种力学模型，它不是只有一种破坏机制，更不可能仅用一种破坏判据判断所有岩体破坏条件。这个问题也应该以岩体结构为基础等来研究，才能获得令人满意的结果。

目前，人们一谈到岩体力学性质就想到岩体力学试验。常常把原位大型岩块力学试验结果视为岩体力学性质。实际不然。试验结果只能表征岩体内一小部分或称为典型地质单元的力学性质。岩体是比较复杂的，岩体力学性质不能采用一般的力学试验方法取得，必须考虑岩体地质特性及工程作用特点，采用科学的方法分析取得。实际上，今天在工程实践中所应用的多半是采用原位大型试块试验结果。其原因在于：一是小试块试验结果如何与大型岩体实际相结合的纽带没有解决好；二是难于查清复杂的岩体地质特征。从用途来说，岩体力学性质有两大类型：一类是用于评价岩体质量；另一类是用于岩体变形和破坏分析。服务于前一类型内容时，常常采用几个特征性力学指标（如单轴抗压强度、变形模量 E 等），服务于后一类型的岩体力学性质的研究内容，必须与工程岩体变形和破坏规律的判断相结合，即以一定的力学模型为指导，组织岩体力学试验，通过综合分析，取得表征工程岩体力学性质的资料。

许多岩体力学书籍、文献以及日常的岩体力学工作中常常谈到岩体稳定性分析。这方面工作的主要内容是以极限平衡条件为准则，分析工程岩体能否破坏。这里有两个观点问题需要探讨：一个是在岩体力学分析中把所有的岩体都看作是连续介质，另一个似乎是只要岩体不破坏，工程就不会由于岩体的原因而产生破坏。实际不然。岩体既不是一种力学介质，而岩体稳定不破坏，不能保证工程不发生破坏。大量事实表明，虽然岩体不破坏，但因岩体变形过大或变形不均匀同样可引起工程破坏。显然，为了保证工程安全，从岩体方面来说，只考虑岩体破坏条件，即岩体稳定性问题已经不够，还必须考虑岩体变形过大或不均匀引起工程破坏的可能性。而对于岩体变形量计算仅用连续介质力学理论往往得到与实际相比偏小的结果，也导致工程破坏。对于工程规模日趋增大的今后，这个问题显得更加重要。在岩体力学分析中，必须对变形和破坏对工程的影响等同看待。

著者一再强调，“岩体”不能等同于“岩石”，“岩体力学”不等同于“岩石材料力学”。“岩体”是经受过变形、遭受过破坏的地质体，“岩体力学”是研究岩体赋存条件改变时产生再变形和再破坏的科学。因此，在岩体力学研究中，许多观点、概念都需要认真推敲，不能任意抄袭。根据这一原则，著者以“岩体结构控制论”为基本观点，对岩体力学中一系列问题进行了研究，对岩体力学这门年轻的学科作出了一定的贡献，著者对岩体力学的贡献可概括为如下五点：

1) 1974 年提出了“岩体结构力学效应”这一命题，经过十多年的研究工作，对岩体变形、岩体破坏、岩体力学性质结构效应进行了一系列的研究，明确地提出了岩体力学的基础理论是“岩体结构控制论”，岩体力学的力学基础是“岩体结构力学效应”，从而建立了岩

体结构力学理论基础。

2）将岩体划分为连续、碎裂、板裂及块裂四种力学介质，提出了岩体力学系由连续介质、碎裂介质、板裂介质及块裂介质四种介质岩体力学构成的力学体系，并对碎裂介质岩体力学及板裂介质岩体力学进行了基础性研究。

3）提出了岩体变形系由岩石材料变形和岩体结构变形共同构成的概念，并以结构控制论为指导，研究了岩石材料变形和岩体结构变形的基本规律（或称本构规律）。

4）提出了岩体破坏系岩体结构改组及岩体破坏系受岩体结构控制和基本概念，并建立了多种破坏机制和多种破坏判据体系，批判了不分具体情况一概采用库仑-摩尔判据的错误观点，研究了岩石材料破坏和岩体结构改组的各种破坏判据。

5）将岩体力学性质结构效应概括为三个法则，即爬坡角效应法则、尺寸效应法则及各向异性效应法则，从而为岩体力学性质分析建立了理论基础，并对岩体力学性质综合分析方法进行了基础性研究。

以上这几点是本书的新鲜内容。综合前人研究成果及著者自己的研究结果，著者将岩体力学核心内容归纳为如下五条，这五条可称谓岩体结构力学基本观点或岩体力学基本定理：

1）岩体是经过变形、遭受过破坏，由一定的岩石成分组成，具有一定的结构和赋存于一定地质环境中的地质体。岩体力学是研究环境应力改变时岩体再变形和再破坏的科学。

2）岩体在结构面控制下形成有自己独特的不连续结构。岩体结构控制岩体变形、破坏及其力学性质。岩体结构控制作用远远大于岩石材料的作用。

3）“岩体结构控制论”是岩体力学基础理论，“岩体结构力学效应”是岩体力学的力学基础，岩体结构分析方法是岩体力学研究的基本方法。

4）岩体赋存于一定的地质环境中。岩体赋存环境条件可改变岩体结构力学效应和岩石力学性能。

5）在岩体结构、岩石及环境应力条件控制下，岩体具有多种力学介质和力学模型，岩体力学是由多种力学介质和多种力学模型构成的力学体系。

上列五条便是著者对岩体力学基本力学的基本观点，也就是岩体结构力学的基本观点。

作者以上述观点为基础，从 1978 年到现在（每年一次），在中国科学院、中国科学技术大学研究生院开了一门学位课——岩体结构力学。本专著就是作者在总结自己多年从事岩体力学研究结果，在研究生院讲授岩体结构力学的讲稿基础上写成的。

岩体结构力学观点问世后，得到了国内外同行们的广泛支持和鼓励。他们纷纷邀请作者介绍、交流岩体结构力学原理和方法，聘请作者作兼职教授和科学技术顾问。在这些活动中，一方面交流了学术观点，另一方面也帮助作者整理了思想。

岩体力学是应用性学科。岩体力学发展与地质工程建设密切有关。本书便是著者从事地质工程建设中出现的岩体力学问题研究的基本总结，它是 1980 年写成的《岩体力学基础》一书的深化，观点更加明确、理论阐述更加系统，明确提出“岩体结构控制论”是岩体力学基础理论。因此，决定将本书定名为《岩体结构力学》。书中定有不当之处，敬请读者批评、指正。借此机会，我向邀请我讲学的有关单位和个人、长期与我共同进行岩体力学研究的亲密的伙伴郭志和周瑞光等同志表示衷心感谢。

本书成稿过程中得到了著者的学生张文彬和刘继山的大力帮助；周文辅和谢洪源同志在编辑本书中付出了巨大的劳动，本书中插图由周力同志代为清绘，著者在此一并致以诚挚的感谢。

著　者

1987 年 4 月

目　　录

绪　　论

岩体力学是应用性基础学科，是工程地质学与工程力学交叉的边缘学科。岩体力学的基础是工程地质，岩体力学的方法是工程力学。在论述岩体力学基本原理之前，我打算通过对十个小题目的讨论，使读者对岩体力学基本观点及其形成、发展、现状和发展趋势有一个基本了解，以免在应用岩体力学知识解决实际问题时多走弯路。

（一）岩体和岩体力学概念

岩体是地质体，它经历过多次而反复的地质作用，经受过变形，遭受过破坏，形成一定的岩石成分、一定的结构、赋存于一定的地质环境中，在作为力学作用研究对象时被定义为岩体。岩体不是简单的材料概念，它和岩石不同，而是具有独特结构的地质体。这就决定了它在力学作用上具有特殊性，其特点是不连续性和有条件转化性。如碎裂岩体，在低地应力环境中具有不连续性，而在高地应力环境中可以转化为连续介质岩体，这是环境因素给岩体带来的特殊性。

岩体力学与一般材料力学不同，它是研究经受过变形、遭受过破坏的地质体在环境因素改变时再变形和再破坏规律的理论和应用的科学。应当特别注意，岩体经受过变形和再变形规律、岩体遭受过破坏和再破坏规律是什么。对这个问题如不了解，就无法认识岩体力学的特点。岩体在经受变形过程中岩石的存在状态发生了重要的改变。首先在岩体内蓄存一定的应力，这种应力使岩石变形在应力-应变曲线结构上留有痕迹。如在低地应力条件下不发生变形或变形量很小；而在高地应力条件下才发生正常变形。岩石的这种变形特征与一般材料变形很不相同，这是由于岩体在其形成过程中曾经受过变形的结果。破坏也是一样。岩体是一种已经破碎的地质体。岩体结构是岩体破坏方式和破碎程度的表征。已经遭受过破坏的地质体再破坏时，其破坏规律则亦有别于一般完整材料的破坏规律，其破坏极大程度上受岩体结构控制着。同样，其变形也是受岩体结构控制着。在岩体结构控制下，其变形和破坏方式是多种多样的，其变形和破坏条件不能简单地用一般材料变形本构规律和破坏判据来判断。岩体力学研究的变形和破坏是已经破坏的地质体的再变形和再破坏规律问题，这个问题的特殊性就在于岩体结构特点。

上述特征表明，岩体力学研究中蕴藏着一种不同于一般的特殊问题。岩体由于经受过变形、遭受过破坏，岩体内不仅蓄存有初始地应力，而且有初始应变；同时形成一种特殊结构——割裂结构。这种特殊的岩体结构既控制其变形，又控制其破坏机制。其变形和破坏中不仅有材料变形和材料破坏的成分，而且更重要的是其变形中包括结构变形，其破坏主要是结构失稳和结构改组。因此，岩体力学分析也不能简单地用材料力学方法处理，结构力学分析才是基本的方法。在岩体力学分析中，如果不把岩体的地质特征搞清楚，那么任何精确的计算等于无用，这就是岩体力学的特点。岩体力学工作者必须清楚地了解

这一特点，按照岩体力学原理办事，才能做出有效的功。否则将是事倍功半，甚至劳而无功。

（二）社会实践要求发展岩体力学

早在本世纪 30 年代就有人写书论述岩体力学问题，可是当时并不为人们所重视。直到 60 年代以后，岩体力学才被重视起来。因为在工程规模较小时，工程师不用岩体力学理论，单凭经验一般也可以解决工程建设中遇到的岩体力学问题。即使发生事故，造成浪费也不大。在第二次世界大战以前，一般来说，工程建筑规模不大，岩体力学发展缓慢是不足为奇的。第二次世界大战以后，工程建筑规模迅速发展，特别是在矿山。矿山工程与土木工程有所不同，它涉及的地质工程规模比土木工程大得多，出现的事故也多。工程规模大了，成灾的规模也大，造成的危害也大。如采深近 400m 的露天矿边坡角增减 1° 将影响投资变化可达 2,000—5,000 万元。而且一旦边坡出现失稳造成的生命财产损失是很难估计的，其它类型工程也是一样。

随着工程规模的增大，出现了一类新的工程类型——地质工程。过去这类工程主要出现于水利水电建筑、矿山开发、铁路建筑中，这些建筑中出现的地质工程主要有：坝基、边坡、地下洞室（规模较小）等。今天情况不同了，不仅工程规模大了，而且地质工程类型也增多了。如水电建设中的大跨度高边墙地下厂房，民用建筑中的地下工程，石油天然气开发中的采油采气工程和储油储气地下洞室，矿山开发中大规模地地下开挖和地面开挖工程等一系列的地质工程问题。今天，在资源、能源开发中，工业民用建筑中，国防和交通建设中无不存在地质工程问题，因而地质工程将成为工程建筑中的重大课题。目前我们在工程建筑中遇到高于 100—200m 的边坡就感到为难，不久将出现 300—500m 高边坡；现在我们遇到 200—250m 高坝水利枢纽工程时对地质工程问题已感到为难，不久将出现 300—500m 高坝水利枢纽工程；现在我们在地下建筑中遇到跨度为 30—40m，边墙高 50—60m 地下空间的地质工程问题也感到有些为难，未来将出现跨度达 60—70m，边墙高达 100m 的地下空间工程，甚至是多排、多层的地质工程。在这些重大的地质工程即将出现的今天，我们必须早做准备，研究工作要早走一步。这项研究的中心课题是人类活动与地质环境相互作用及岩体改造问题。岩体改造是极为重要的大课题。对自然的岩体不进行任何改造，就想建成人们所需要的地质工程是不可能的。岩体改造问题的研究必须及早提出来。地质工程是一个综合性很强的课题。工程地质主要研究第一环境问题，而地质工程工作必须在第一环境的研究基础上，运用岩体力学理论和方法研究解决地质工程建筑问题。地质工程是岩体力学研究的服务对象，岩体力学研究是实践的需要，如果没有地质工程问题，也就没有必要发展岩体力学，也发展不起来。工程地质是岩体力学研究的基础，地质工程是岩体力学研究的服务对象。所以，工程地质、岩体力学、地质工程必须三位一体的提出来。否则，不是搞不清，就是搞不好。

现在许多人已经意识到，任何一门科学技术的发展水平和速度与其基础理论研究水平密切相关。为了较好地解决地质工程问题，必须加强它的基础理论——岩体力学研究。目前已经广泛地出现了这种要求。近 20 年来国际上与岩体力学有关的学术活动十分活跃，而且以各种方式频繁地召开与岩体力学有关的专业学术讨论会和国际大会。许多国

家、地区、行业组织了岩体力学学术活动组织，系统地召开岩体力学讨论会，并出版了许多学术交流刊物和专著。这表明，岩体力学已经广泛地引起重视。因为这个问题不解决，工程建设的速度和水平会严重地受阻。开展岩体力学研究的呼声愈来愈高，这是社会实践的要求，这是客观存在，不依人们的意志为转移。我们必须因势利导，推动其加速发展。岩体力学理论研究必须以工程地质为基础，与地质工程问题研究相结合，使岩体力学问题研究结果不仅有用，而且要好用。

（三）岩体力学与工程地质

前面曾指出过，岩体力学是工程地质学的分支学科。现在来进一步讨论岩体力学与工程地质之间的关系。

今天摆在我们面前的工程，其规模之巨大，问题之复杂是空前的。以水电建设为例，其水库规模小者几十公里，大者达数百公里，一个水力枢纽所占地面积也常达数平方公里。在这样大的范围内，要使所有的部位和建筑物都保证工程正常运转，这就要求在建筑之前和建筑中必须查清工程地质条件和解决好地质工程问题。从今天的观点来说，这就要求查清工程建筑的地质环境及人类活动与环境的相互关系。过去的工程地质的主要任务是查清工程地质条件；今天的工程地质工作以工程地质环境研究来概括更恰当些。环境包括大环境及建筑物座落的小环境。环境问题不查清楚，地质工程问题是难以解决好的。只有把环境问题查清楚，才能运用岩体力学理论和方法解决好地质工程问题。这是第一个问题，从环境出发。第二个问题是工程地质定量化研究。工程地质定量化研究包括的内容十分广泛。从工作过程来讲，工程地质研究可分为工程地质条件普查、工程地质条件详查及施工工程地质工作。与此相适应，岩体力学研究也可分为三个阶段，第一阶段是岩体力学特性普查。这一阶段包括岩体地质特征研究、岩体力学性质研究，在此基础上进行可行性论证。第二阶段是进行地质工程问题专题研究，为方案论证提供依据。第三阶段是施工过程中的岩体变形观测和监测反分析，为修改方案设计提供资料。实际上，岩体力学研究是工程地质工作的一部分。具体地说，以岩体力学性质参数确定为例。目前有两个观点：其一是靠大试件试验，将大试件试验结果作为岩体力学性质参数资料。其二是把试件试验结果看成是典型地质单元的力学性质参数，岩体力学性质参数需要通过试块试验结果与岩体地质特征相结合，进行综合分析确定。岩体力学性质参数仅靠试验结果来确定是不行的，必须由试验结果与小环境地质特征相结合来确定。今天的工程地质工作离不开岩体力学的指导；岩体力学工作也离不开工程地质作基础。近代的岩体力学研究，实际是工程地质定量化工作。工程地质定量化工作内容可以简要地用下面的方式表示。

工程地质定量化途径

（1）*地质因素及其力学效应定量化*

1）岩性及岩层地质特征信息定量化；

2）岩体结构及其力学效应定量化：

① 结构面地质规律及其力学效应；

② 结构体地质规律及其力学效应；

③ 软弱夹层地质规律及其力学效应；

④ 岩体结构地质规律及其力学效应。

3）岩体赋存环境因素及其力学效应定量化：

① 地应力地质规律及其力学效应；

② 地下水地质规律及其力学效应；

③ 地温地质规律及其力学效应。

（2）岩体力学作用及其力学性质规律定量化

1）岩体力学作用规律定量化研究：

① 岩体变形机制及其本构规律；

② 岩体破坏机制及其破坏判据。

2）岩体力学性质规律定量化研究：

① 岩块力学性质规律；

② 岩体力学性质的结构效应法则；

③ 环境因素对岩体力学性质的影响；

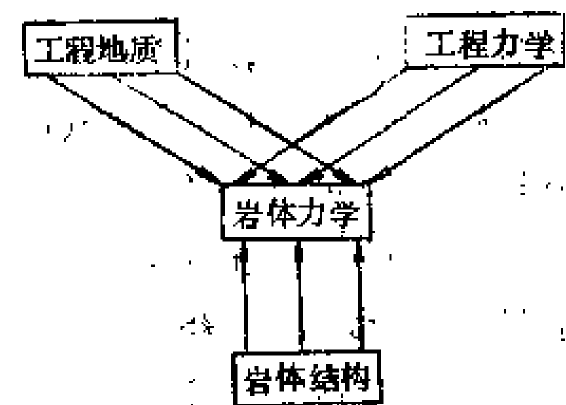
④ 岩体力学性质形成规律研究。

工程地质定量化工作，实质上就是地质因素特征定量描述及其力学效应研究。岩体的地质因素很多。为了掌握岩体地质特征常进行岩体结构分类。岩体结构分类带有很大的人为成分，它只能一般地提供给我们评价和认识岩体质量的有关资料，作为力学研究是不够的。力学研究必须定量化，如何定量化研究岩体结构是一个新问题。我们认为不管岩体结构怎样划分，但岩体结构单元是客观存在的，它不以人们的意志为转移。如结构体形状、尺寸；结构面充填状况、空间分布、切割密度等；软弱夹层厚度、变化及展布等特征都是客观存在的，对这些要给以定量表征。在此基础上，再来研究岩体结构及其力学效应。前一部分是地质规律，后一部分是力学规律。对岩体力学来说，这两个方面缺一不可。环境因素也是一样，首先要把它的存在规律查清楚，给予定量表征，然后，对其力学效应进行研究。在上述研究基础上才能研究岩体力学规律。丢掉地质前题，研究岩体力学规律是空的。例如岩体变形及其本构关系，如不了解变形的地质成分，凭想象研究本构规律等于是臆造。岩体破坏研究也是一样。当前是库仑-莫尔法则统治着岩体破坏判据。实际上不是这样，因为岩体的破坏机制不是一种，只用一种破坏判据统治岩体破坏判据是行不通的。同样，必须在具体的地质研究基础上，搞清其破坏机制才能给出正确的破坏判据。岩体力学性质的研究同样如此，不搞清楚岩体的地质特征，不搞清楚地质因素对岩体力学性质的影响，那就不可能对岩体力学性质作出正确的评价。上述表明，岩体力学研究一步也离不开工程地质工作。岩体力学的基础理论便是"地质控制论"，再概括一下可以称为"岩体结构控制论"或"结构控制论"。这个大前题一定，其它问题就好处理了。如岩体可以划分为四种力学介质，就是岩体结构控制的。如果所研究的岩体属于连续介质，现有的连续介质力学理论和方法都好用。如果所研究的岩体是块裂、板裂或碎裂介质，而不是连续介质，则就不能简单地用连续介质力学理论和方法去研究其力学作用。如果岩体力学介质不搞清楚，那么就很难有把握地做出正确地岩体力学分析。搞清岩体力学介质的基础是岩体的地质特征研究。根据上面的分析，我们确有把握地说，岩体力学是工程地质定量化研究

的手段，工程地质是岩体力学研究的基础，这两者相互依存，不能分开。尤其是岩体力学研究一步也离不开工程地质。否则，必将导致岩体力学理论脱离实际的结局。

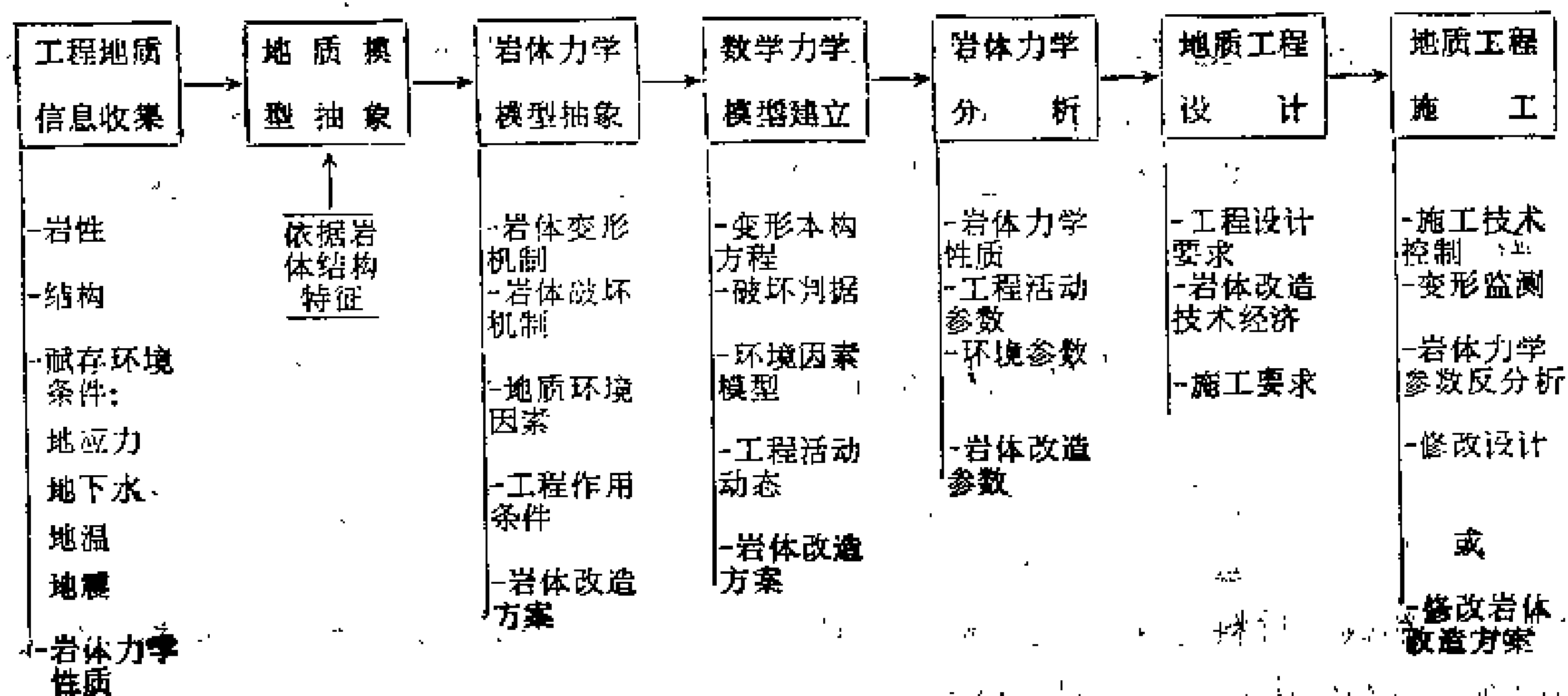
（四）岩体力学的属性及特色

这个问题涉及到学科功能及学科演化问题。著者认为，首先应认识到，岩体力学是工程地质和地质工程设计、施工研究的桥梁，是工程地质定量化的手段。岩体力学是应用性很强的基础学科。没有地质工程也就没有岩体力学；没有工程地质也建立不起来岩体力学基础。从这个意义上来说，应该承认，岩体力学是工程地质分支学科，这是岩体力学的第一个特色。它的理论是建立在工程地质基础之上的。岩体力学工作者必须明确，岩体力学首先是地质体力学；其次，岩体力学是工程地质与工程力学相互渗透而形成的边缘学科。这个渗透是工程力学知识渗透到工程地质研究领域来，而不是工程地质知识渗透到工程力学里去；是以工程地质研究为基础，运用工程力学知识解决地质工程问题，而不是反过来。所谓以工程地质为基础，实际上主要是以岩体结构为基础。研究岩体力学时岩体结构不是可考虑，也可不考虑的一个因素，而是岩体力学的基础。如果没有岩体结构的特殊性，也就没有岩体力学的特殊性，换句话说，岩体力学也就构不成一个分支学科，这是岩体力学的第二个特色。这个特色可以用下面的略图表示。



岩体力学的第三个特色是综合性很强。这项工作不仅要考虑地质因素，而且要考虑工程建筑因素；不仅要考虑静的作用，而且要考虑动的作用；不仅要考虑第一环境因素，而且要考虑第二环境的反馈作用；不仅要考虑今天的现状，而且还要考虑这些因素的变化和可能引起的岩体力学性质的变化等。岩体力学工作者和工程地质工作者一样，一定要把视野放宽一些，思维辩证些。下面的略图可以帮助我们理解这个特色。这个略图说明，岩体力学工作不是简单的试验和计算，而是一项工程，即一项为地质工程服务的综合性很强的工作。下面略图表明，岩体力学工作的第一步必须搜集地质信息，包括岩性、结构、岩体赋存环境条

岩体力学工作程序略图



件，也包括岩体力学性质。岩体力学工作最重要的一环是把地质信息抽象为力学模型。为此，首先要以岩体结构为纲，将地质信息抽象为地质模型。地质模型实际上是岩体结构图。在地质模型-地质构造图基础上，研究各种作用，如变形机制、破坏机制。在此基础上，进一步抽象为不同的岩体力学介质。有的可以抽象为连续介质，有的可抽象为块裂或板裂介质，有的可抽象为碎裂介质。然后，根据工程作用条件再抽象为不同的力学模型。有的力学介质只能抽象为一种力学模型，有的可抽象为若干种力学模型。一般来说，完整结构岩体和块裂结构岩体只能抽象为一种力学模型；而板裂结构和碎裂结构岩体则可构成多种力学模型，如板裂结构岩体可形成溃屈力学模型、倾倒力学模型、梁板弯折力学模型等。岩体力学模型选定后，才能输入本构方程、破坏判据、工程活动方案、岩体改造方案，给出数学力学模型、进行力学分析和地质工程设计。到此，岩体力学工作还没有完成，还有第二个回合，即在施工过程中组织变形监测和岩体力学参数反分析。在这每一步过程中都要求进行大量的综合分析。综合分析是岩体力学工作中一步也离不开的方法。综合分析是岩体力学的第三个特色。

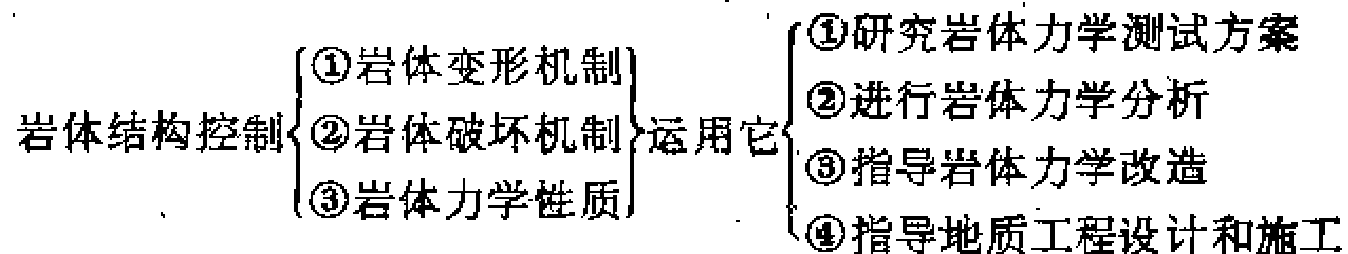
岩体力学中许多问题是很复杂的，不容易搞清楚。不论是岩体结构因素，还是岩体力学性质因素，都不可能绝对有把握的搞清楚。它带有很大的不确定性或模糊性。不确定性或模糊性也是岩体力学的一个重要特色。这是岩体力学的第四个特色。正因为岩体力学具有这个特色，所以出现了试图解决这个问题的“实用岩体力学”的倡导。“实用岩体力学”认为，岩体结构、岩体赋存环境、岩体力学性质不可能在地质工程设计前的岩体力学研究阶段内彻底搞清楚，而且也不可能都有唯一的确定解。这个问题可以通过模糊数学分析及施工过程中进行岩体变形监测，通过反分析取得工程作用岩体的岩体结构和岩体力学参数，修改设计，补充岩体改造措施来解决。反分析取得的岩体力学参数是工程岩体的有实际意义的综合参数。应当注意，反分析中选用的力学模型对分析结果的意义具有控制作用。它必须由理论岩体力学来指导而作出正确判断才有实际意义。在反分析中所用的岩体力学模型具有“黑箱模型”的特点，不是真实的岩体实际，如果能够比较接近实际，是很有用的，而且是很好用的。这就是说岩体力学特性很难在工程设计和施工前确切地搞清楚，也可以说是测不准的，其研究结果具有不确定性。应该承认，这是岩体力学的一个特色。这就提出了一个问题，在设计阶段要求岩体力学研究到什么程度就算满足了要求呢？著者认为，大的问题不漏掉，搞清轮廓，施工期间不致于造成大返工和推翻设计方案就够了。施工开挖后，观察和观测到的资料与设计阶段的研究结果有些不符是不足为奇的，这是正常现象，施工过程中对设计方案做些小修小改是正常的，在地质工程工作中要有这个认识和思想准备。这是由岩体力学特色所决定的，不能没完没了地补充勘探和试验。

（五）“岩体结构控制论”是岩体力学的基础理论

岩体力学的基础理论是什么这个问题有必要进行专门讨论。我们知道，理论力学研究的是刚体平衡和运动条件。材料力学研究的是材料变形和破坏条件。弹性力学、塑性力学实际上都属于材料力学。而结构力学则有别于上述力学，它是以研究结构稳定性为中心课题、广泛运用理论力学和材料力学知识的科学。不仅如此，它还有一套独立的概念。

如静定、超静定、结构弹性稳定性等和一些独特的方法，如机动分析法、图乘法、力法、位移法等。这些概念和方法实际上是由结构的特殊性所决定的。

岩体是有结构的，其变形和破坏是由岩体结构控制的。岩体变形不仅是材料变形，而且许多情况下是结构变形。岩体破坏也不仅是材料破坏，而且许多情况下是结构失稳。因此，它属于结构力学的范畴。著者提出"岩体结构控制论"是岩体力学的基础理论，这是对客观存在的抽象，并非是臆造和虚拟的。这个理论在国内愈来愈受到重视，可以用下表进一步阐述：



这个表的前一半是岩体力学的基础课题，后一半是它的实践领域。关于岩体变形、岩体破坏、岩体力学性质的形成严格地受岩体结构控制着，前面已经谈过。在组织岩体力学测试、进行岩体力学分析、进行岩体改造等三项岩体力学实践中也是离不开"岩体结构控制论"的指导。以岩体力学分析为例，略加阐述。岩体力学分析不是简单的数学力学分析，首先必须进行地质分析，确定岩体力学介质和力学模型。只有把这个问题搞清楚了，数学力学计算才有意义。地质分析的核心是岩体结构分析。前面曾指出过，岩体力学介质和力学模型，决定于岩体变形和破坏机制。岩体变形和破坏机制也是受岩体结构控制的。岩体改造也是一样。"岩体结构控制论"是岩体力学的基础理论，这是对实践的总结，是科学的。

在岩体力学研究中"岩体结构控制论"并非今天才有，它是在长期的岩体力学实践中形成的。我国著名的工程地质学家谷德振教授对它的形成作出了卓越的贡献。他的专著《岩体工程地质力学基础》，实质上就是一本"岩体结构控制论"的专著。意大利的 L. Broili (1974) 曾提出过五条岩体力学地质定理，实际上也是阐述"岩体结构控制论"是岩体力学的基础理论。L. Broili (1974) 提出的五条岩体力学地质定理的主要内容[1]是：

第一定理：岩体结构对岩体力学性质的影响大于岩石材料的影响，岩体力学本质上是结构力学；

第二定理：岩体强度是不同结合程度的多块体的残余强度；

第三定理：岩体变形决定于组成岩体的单元的活动性；

第四定理：岩体的机械强度、变形和应力分布特征决定于岩体结构特征；

第五定理：碎裂岩体力学性质的各向异性可以通过结构面空间特征统计及其力学效应分析推求，地应力和水是两个控制性因素。

很明显，这五条定理的核心是结构控制。他的观点，实质上也是"岩体结构控制论"，只不过是他没有明确地提出来而已。著者现在明确地提出来，并以此为纲讨论岩体力学问题。但是，这并不是说岩体赋存环境不重要。相反，著者曾明确地把岩石、岩体结构、岩体赋存环境作为岩体定义的内涵，而且一再强调在论述岩体力学问题时必须全面研究这三者的作用。不过，这三者之中岩体结构的作用更为突出，如果没有它的特殊性，也就不存在岩体力学特殊性，也就没有必要作为一个特殊问题来讨论。岩体力学特殊性就在于

1) 著者做了进一步概括。

它的基础理论是"岩体结构控制论"，它的作用贯穿在整个的岩体力学理论之中。岩体力学中用到的力学理论也是岩体力学理论，如连续介质力学理论。但是，它是一般的理论，与其它力学之间并无特殊之处。岩体力学特殊性就在于岩体结构的特殊，岩体结构控制着岩体力学的所有方面，"岩体结构控制论"是岩体力学的基础理论。

（六）岩体力学的发展[1]

纵观历史，岩体力学的发展大体上可划分为三个阶段，即①岩石材料力学阶段；②碎裂岩体力学阶段；③岩体结构力学阶段。

在第二次世界大战以前，在岩体力学形成的早期，人们把岩体看成一种材料，当作连续介质处理，把材料力学中发展起来的连续介质力学直接用来分析一切岩体力学问题。人们还没有认识到岩体的特殊性和复杂性，岩体力学等同于材料力学，解决实际问题主要靠经验。理论(材料力学的理论)是理论，并不好用。但是，人们还是把这个阶段的岩体力学贴上一个标签叫岩体(岩石)力学 (Rock Mechanics)。作为一个发展阶段的标志及其实质来看，还是叫岩石材料力学好。

作为一个学科发展阶段来说，在时间上是很难划分的。但是，作为过程来说，发展阶段确实是存在的。岩体力学发展的早期阶段，以岩石材料力学为特色的岩石力学直至 70 年代还保存着。这里说的不是名词，而指的是实质。而第二次世界大战以后，随着工程建筑的发展，科学技术人员已逐渐认识到直接引用材料力学知识解决地质工程问题是不够的。特别是在马尔帕塞坝和瓦扬坝失事等惨痛事件教训的影响下，人们开始重视岩体的裂隙性，注意对碎裂岩体基本力学特性的研究。60 年代后期及 70 年代，国际上把碎裂岩体力学性质研究作为岩体力学的一个中心课题，并提出了碎裂岩体力学，推动了岩体力学研究进入一个新的阶段，即碎裂岩体力学阶段。这个阶段的特点是认识到了岩体内发育有大量的大小不同的裂隙，它们对岩体力学性质有极大的影响，岩体力学实质上是地质体力学。在这一阶段内，奥地利学派起了很大的推动作用。L. Müller (1974) 主编的《岩石力学》文集代表了这一阶段的研究方向、方法和基本课题。可是，再认真地推敲一下，这个阶段的岩体力学在力学方法上还是连续介质力学方法，只不过在岩体力学性质研究上重视了尺寸效应。

60 年代末、70 年代初岩体结构的概念提出来了。70 年代中开始出现了以岩体结构概念为指导，探讨岩体力学性质形成、岩体变形和破坏机制的工作，提出了"岩体结构的力学效应"这一命题[2]。在大量的实验和实践基础上，逐渐认识到岩体力学作用和岩体力学性质主要受岩体结构控制，岩体不是简单的一种连续介质材料，而是在岩体结构控制下具有多种力学介质和多种力学模型，岩体力学是由多种介质力学组成的力学体系(孙广忠，1980c，1982c，1984a 孙广忠，张文彬，1985)，结构力学的理论和方法是研究岩体力学的有效工具。如此，岩体力学亦可用岩体结构力学来概括(孙广忠，1982c，1985a)，也可以说岩体结构力学是岩体力学的基础[3]。这一套新观念的建立推动了岩体力学发展进入

1) 这一部分历史方面的内容可参阅本著作《岩体力学基础》一书中的"绪言"部分，1983。
2) 孙广忠，《岩体力学基础(讨论提纲)》，中国科学院地质研究所印，1975。
3) 孙广忠，《岩体结构力学原理——岩体力学的地质基础(提纲)》，中国科学院地质研究所印，1983。

第三阶段，即岩体结构力学阶段，为建立完整的岩体力学理论体系迈出了一步。这个阶段的特色明确地提出了"岩体结构控制论"是岩体力学的基础理论。

岩体力学的发展愈来愈快。尽管如此，岩体力学的发展速度还是赶不上工程实践的要求。但是，必须清楚地看到，岩体力学已经为工程建设，包括土木建筑工程、水利工程、铁路和公路工程、矿山工程等，作出了大量的有价值的贡献。然而，工程建设中新的课题不断涌现，当前的形势是老课题还没有解决好，新课题又提了出来。这些新课题有：大跨度高边墙地下洞室建筑、500～1,000m 高边坡、300～500m 高坝建筑、大型及深部矿山开采、石油及天然气开采等工程活动中的岩体力学问题。所有这些课题可以用一个新的概念——地质工程（GEO-ENGINEERING）来概括，它是岩体力学服务的对象。反之，岩体力学又是地质工程的理论基础。这些课题所涉及的地质体已不是千百平方米的狭小范围，而是几至几十平方公里，深达几公里的地质体。因此，今天的岩体力学已不是单枪匹马独立作战就能解决的问题，而必须是多学科、多手段协作才能有所作为。这就要求，一方面要走工程地质-岩体力学-地质工程三位一体的路子，另一方面必须走理论研究和技术量测并举互补的路子，才能使问题得到比较满意的解决。这是由岩体力学特色所决定的。

（七）岩体力学已经形成为一门独立的分支学科

一般来说，一门独立学科有三个标志：

① 有自己专门研究的课题；

② 有自己的理论；

③ 有自己专门的技术和方法。

岩体力学已经具备了这三个条件。

1. 岩体力学课题

岩体力学课题可从应用和理论两个方面来考察。

(1) 从应用上考察有：

1) 边坡变形和破坏问题；

2) 地基变形和破坏问题；

3) 地下洞室变形和破坏问题。

还可列出一些。这些是最常见、最基本的。这些课题概括起来可以称为"地质工程问题"。

(2) 从基础理论上来考察：

1) 岩体结构基本规律；

2) 岩体变形、破坏规律或称为岩体力学作用规律；

3) 岩体力学性质规律；

4) 岩体力学分析原理；

5) 岩体改造原理。

2. 岩体力学理论

和其它学科一样，岩体力学理论表现在许多方面，如破坏判据和强度理论、变形本构

规律、岩体力学性质、岩体力学分析等等。但这些理论有一个共同基础，即基础理论，前面已经论述过，是"岩体结构控制论"。在岩体结构控制下，岩体破坏机制有六种，岩体变形本构规律有多种，岩体可划分为块裂、板裂、碎裂及连续的四种力学介质和多种力学模型，岩体力学是四种力学介质构成的力学体系。岩体力学研究中首先必须进行结构分析。岩体力学工作做得好坏，就看能否将岩体实际与力学方法对号入座。其中关键问题就是岩体结构研究。"岩体结构控制论"不仅为建立岩体力学中各种理论给予指导，而且为岩体力学工作方法指出了途径。

3. 岩体力学研究中的专门技术和方法

岩体力学研究中的技术和方法是逐渐形成和发展起来的。有的是抄袭其它学科的，如土力学和材料力学；有的是根据需要建立起来的。岩体力学研究中的技术和方法还不成熟，还在发展中。现在已经形成的方法都显示了其特点。关于岩体力学研究方法在下一节将全面讨论。现在列出几个有别于其它力学研究中的技术和方法，以示其特殊性。岩体力学研究中专门的技术和方法有：

① 力学研究和地质研究相结合的综合研究方法；
② 结构面力学性能抗剪试验；
③ 模拟地质环境作用的岩石三轴试验；
④ 加载伺服控制技术；
⑤ 原位岩体力学试验；
⑥ 岩体变形观测和反分析；
⑦ 地质模拟试验等。

上述表明，岩体力学不论在研究课题还是在基础理论和研究技术与方法上，都有其特殊性，有别于其它学科，必须进行专门研究。它已经形成为一门独立的分支学科。今后，应该在它的基础理论——岩体结构控制论指导下建立更加完备的理论和技术体系。

（八）岩体力学的研究方法

岩体力学研究涉及到许多方面。总的来说，岩体力学的研究方法可分为四组：

1）地质研究方法；
2）物理测试方法；
3）力学分析方法；
4）综合分析方法。

这些方法在其它学科研究中也有。但是，各有各的特点。现在简述一下在岩体力学工作中这些方法的主要内容和特殊性。

1. 地质研究方法

最重要的是研究岩体的地质特征，应着重抓住与岩体力学性质和力学作用有关的内容，特别是在力学上的薄弱环节。主要的有：

（1）*岩石、岩相、岩层特征研究*　最重要的是软弱成分及薄弱环节，如粘土成分、可

溶盐类、含水蚀变矿物，软的、弱的、不抗风化成分及原生结构和构造。

(2) 岩体结构研究　主要是研究结构面。着重抓软弱结构面，软弱结构面内充填物、起伏度等。这是岩体地质特征研究中关键性工作。

(3) 环境因素研究　对地应力、地下水分布的地质特征进行研究。

2. 物理测试方法

(1) 结构探测　采用地球物理方法和技术探查各种结构面。

(2) 环境因素量测　地应力及地下水量测。

(3) 岩体物理、力学性质测试　室内试验、野外原位试块试验、钻孔测试、变形监测、位移反分析。

3. 力学分析

岩体力学分析一般可分为两个阶段，第一阶段是岩体结构分析，第二阶段是数学力学分析。岩体结构分析主要是由地质信息中抽象出力学模型，数学力学分析是给出应力、应变分布及破坏条件，其中有四套主要方法：

(1) 解析分析　通过力学模型，利用平衡条件、本构方程、变形条件、破坏判据及边界条件求解其应力、变形和破坏条件。

(2) 数值分析　有限元法、差分法、边界元法、结构单元法等。结构单元法是有前途的一个方向。这类分析主要给出应力和变形分布。

(3) 模糊分析、概率分析、随机分析、灵敏度分析、趋势分析等　这是岩体力学分析中比较新的一个动向。这种分析对岩体力学性质研究、岩体质量评价及岩体改造很有意义。

(4) 模拟分析　光弹应力分析、激光光弹分析、软明胶模拟、地质力学模拟分析等。

4. 综合分析

这是岩体力学分析中极其重要的一套工作方法。岩体力学工作中的每一个环节都是多因素的，且信息量大，必须进行综合分析。信息数据库和判断分析是有前途的一套方法。综合分析中最重要的是要有一个准确的模型概念。如果没有一个准确的模型概念，将是越综合越糊涂。为此，必须建立准确的模型和正确的判据。

岩体力学分析有狭义和广义之分。狭义的岩体力学分析是指岩体变形和破坏分析，上面所谈的岩体力学分析即属此类。广义的岩体力学分析应包括岩体结构分析、岩体质量评价、岩体力学性质分析及岩体变形和破坏条件分析等。岩体力学模型也是一样。每一种分析中都存在着模型或力学模型。上面谈的岩体力学模型和力学介质实际上是狭义领域内的。一般来说，模型应根据研究对象的本质规律来建立。实际上，有的研究对象的本质规律是清楚的，唯一的，如块裂结构岩体运动是受软弱结构面控制的；有的研究对象的本质规律是模糊的，如硬性结构面在岩体内的存在规律，但是它具有明显的趋势性。因此，在岩体力学模型建立上，必须从实际出发，恰当地处理。一般来说，岩体力学模型有三种类型：

1) 结构模型　对结构控制规律比较明确，以结构控制来建立力学模型，这是理想

的。

2）模糊模型　控制因素的边界和程度是模糊的，但趋势性明确，内部结构较均匀。它可以用模糊的连续介质模型处理。近年来在水文学研究中提出来的“黑箱模型”即属此类。

3）混合模型　研究对象不是均一的，有的部分清楚，有的部分不清楚。清楚者可以用结构模型处理，不清楚者可以用模糊模型处理，或在一个系统内，这一部分用结构模型处理，那一部分用模糊模型处理，即采用混合模型处理研究系统的模型。

数学力学分析也是一样，也不应该只用一种数学力学理论，这是由岩体力学的复杂性决定的。如对结构和力学作用规律清楚的，宜用经典的解释数学分析，各种方程分析属于这一类。如果系统的边界和因素不是很清楚，但趋势是清楚的，可以用模糊数学分析。有的因素依存性很清楚，具有明显的相关性，可以采用随机数学分析的方法进行分析。这表明，在岩体力学分析中不应该只采用一种数学工具，至少有三种可供选用。即：

1）经典解释数学理论　对结构模型来说，宜用这种理论；

2）模糊数学理论　对模糊模型来说，宜用这种数学理论。

3）随机数学理论　它对具有依存关系的小系统分析来说很有用。如果不加分析生硬的只采用一种力学模型，一种数学理论，那么在岩体力学的研究中是行不通的。这是由岩体结构及其力学效应的复杂性决定的。

（九）岩体力学的研究动向

岩体力学的研究已经取得了很大的成就，但存在的问题也不少。它的历史不过半个世纪，是一门年轻的学科，发展中的学科，许多问题还有待于研究。到底抓住哪些问题进行研究才能带动岩体力学的发展，确实是一个重要问题。现在从理论和实践上来考察这个问题。“理论”是指用岩体结构控制的观点来考察，实际包括国内外专家们关心的和实践中存在的课题，特别是生产实践中提出来的，而带有关键性的问题。很多人对这个问题做了很好的论述。著者认为，这里有两类课题。即：①基本课题；②综合性课题。

1. 基本课题

（1）*岩体结构的基本规律研究*　这里有许多问题需要深入研究。如岩体结构单元划分，岩体结构划分，岩体结构，特别是结构面的地质规律等，这是岩体力学研究中的首要课题，这个课题已经受到国内外同行的重视。

（2）*岩体结构的力学效应研究*　这是当前许多人关注的一个课题，它是解决岩体力学问题的一把钥匙。这个课题包括三个方面：即①岩体变形的结构效应；②岩体破坏的结构效应；③岩体力学性质的结构效应。这是最基本的。这些问题的研究可以在实验室内进行，亦可在野外考察中获取。野外地质体是地质作用的大试验室，应该充分利用它。

（3）*环境因素的力学效应*　这个问题研究得很不够，包括测量技术和它的力学作用。有关地应力工作做了一些，有关地下水做的很少。岩体力学研究中这个问题不解决是不行的。如 90% 的自然和人工边坡破坏都与水的作用有关。但地下水怎样在岩体内赋存、运动和作用并不清楚。这一课题有可能形成一门新的学科，即岩体水力学，但目前

研究的很少。

(4) *时间效应或流变问题* 陈宗基[1)]教授20年前就提出来了，但研究得还很不够。目前，工程规模大，人类工程活动的深度也大，流变问题日益突出。这已经不是一个理论课题，而在生产实践中已摆在我们面前，必须加速研究。

(5) *测试技术研究* 这方面的工作不论对岩体力学理论的发展还是实际问题的解决都有十分重要的意义。与其它学科相比，如物理、化学、宇宙科学等，岩体力学研究技术十分落后。许多岩体力学信息还无法及时、准确地测得。这方面的工作必须加速开展。

(6) *信息处理技术研究及电子计算机应用* 这里包括信息数据库、图象处理、岩体力学作用模拟、监测数据处理、综合分析等一套软件研究。目前只开展了少量工作，空白还很多。这里关键是模型建立问题。为了推动这方面工作，应加强组织各种作用机制研究及模型研究。

2. 综 合 课 题

(1) *岩体力学模型研究* 这是由地质信息过渡到数学力学分析的桥梁。模型确定得正确与否，对岩体力学研究结果的意义影响很大。以往岩体力学研究中主要的力学模型是连续体弹塑性模型。块裂结构岩体被发现后，块裂体模型已被公认。岩体结构是极其复杂的，工程作用类型也是多种多样的，岩体力学模型也是多种多样的。特别是同一种结构岩体由于其赋存条件不同，工程作用类型不同，工程规模不同，可能构成的力学模型也很不相同（孙广忠，1984a）。如何由地质信息与工程作用相结合合理确定岩体力学模型问题研究得很不够。最近已出现将水文学中的"黑箱"模型引进到岩体力学中的尝试。如何处理"黑箱"模型也是值得研究的问题。这个模型对变形观测反分析很有吸引力。但是，著者认为，不能不加分析地采用"黑箱"模型。

(2) *地质工程快速施工技术研究* 前面曾提出过，岩体力学的重要特色之一是它具有不确定性或测不准性。这就是说，在施工前很难将所有的条件都搞清楚。这一特色导致在地质工程施工中很难避免不产生问题，也就是说，很难保证不出现地质原因导致的事故。这就要求在地质工程中，为了保证施工正常进展，必须采取一些保护性措施。所谓快速施工也就是要求在施工过程中不产生由于事故导致停工、返工、窝工事件。这里涉及到许多问题，例如，如何预测和监测事故，如何预防事故和抢救措施，以及如何采取补充措施保证实现设计意图。这是目前众目所视的一个课题。

(3) *岩体改造技术研究* 这是地质工程设计、施工及运转期间维护中的重要课题之一。这里涉及到技术可能性、经济合理性及社会效益问题。如坝基和边坡工程中岩体开挖与岩体改造的效益。开挖常常破坏岩体，改造可以保护岩体。有时即使从经济上看并不经济，但从安全储备考虑效益比较高。综合考虑起来，还是岩体改造优于开挖，这是效益方面的问题。效益总是与技术联系在一起的，成熟的技术往往可以带来较高的效益。岩体改造是一个十分重要的实践课题。

最后还要提一下目前正在形成的一个新的动向，即实用岩体力学的蕴酿。它是以变形监测、观测反分析与岩体改造相结合的一项综合性岩体力学工作，这无疑是一种很有用的

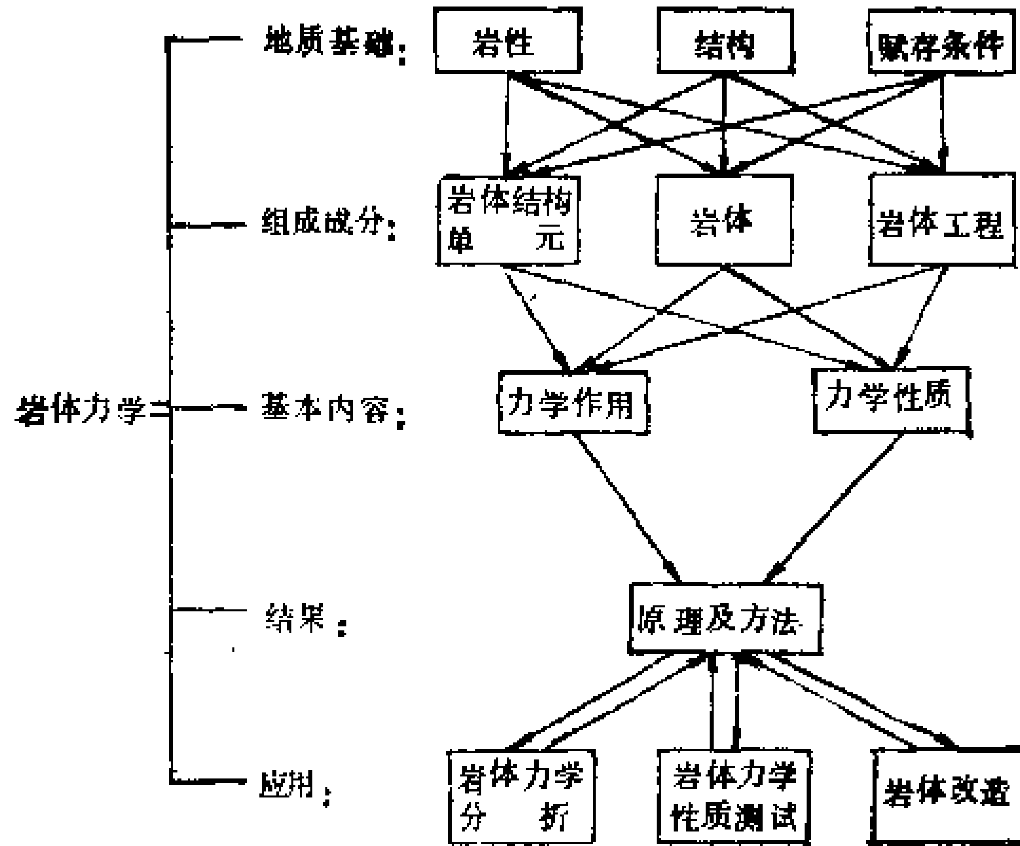
---

1) 陈宗基教授口头介绍，1960—1963。

地质工程建筑方案。为了实现这一目标，同样必须加强对上述一些岩体力学课题的研究。

（十）岩体力学研究的基本内容

这个问题可以用下面的框图表达。这个框图表明，岩体力学的基础是地质。基础的基础是岩体结构单元。它是解剖岩体力学作用和力学性质的基本要素，也是进行岩体力学分析、岩体改造的依据。下图所表达的内容也可采用如下几个基本课题来表述：



（1）岩体结构基本规律研究；

（2）岩体变形机制及本构规律研究；

（3）岩体破坏机制及破坏判据研究；

（4）岩体力学性质形成规律研究；

（5）岩体力学分析原理及方法研究；

（6）岩体改造原理及方法研究；

（7）岩体力学测试原理及方法研究。

以上也就是本书着重阐述的内容。

通过对以上十个小题目的讨论，可以得到一个基本认识：岩体力学是一种地质体力学，“岩体结构控制论”是岩体力学的基础理论。岩体力学涉及的问题十分广泛，在岩体力学研究中必须将工程地质-岩体力学-地质工程三位一体的综合考虑。考虑到岩体力学的复杂性、地质工程的特殊性，综合研究是岩体力学研究中的重要方法。为此，在岩体力学研究中必须建立准确的概念。在准确的概念指导下，抓住岩体结构分析，进行综合研究，才能得到比较符合实际的结果。

第一部分　岩体的地质特征——岩体力学的地质基础

在绪论中，著者已经明确地把经受过变形、遭受过破坏由一定的岩石成分组成、具有一定的结构、赋存于一定的地质环境中的地质体，作为力学作用对象研究时称为岩体。这一定义的前一部分——岩体组成成分、岩体结构属于岩体的地质实体，后一部分为岩体定义的条件。具有一定物质组成成分和一定的结构特征、代表经历过一定地质作用、具有一定规律，特别是岩体结构规律的地质实体我们抽象地称为地质模型。后一部分，特别是岩体赋存环境条件也是岩体定义内容的重要部分，在岩体力学研究中是极其重要的，也属于岩体地质特征的组成部分。因此，这部分讨论内容有：

(1) 岩体的形成；

(2) 岩体的组成成分；

(3) 岩体结构；

(4) 地质模型；

(5) 岩体赋存环境特征：

1) 地应力；

2) 地下水；

3) 地温。

这五项内容中，前四项是岩体的地质实体，后一项是岩体的赋存条件，它们都属于岩体概念内必须包含的内容。目前，在岩体力学界对岩体概念的看法极不一致，有的把岩石与岩体等同，有的认为应包括岩石和岩体结构。著者认为应包括岩石、结构、赋存环境三方面。但在掌握这三个方面的规律时必须从形成过程的发生学角度去考察。否则，就不能全面地认识岩体。因此在这一部分的开始就讨论岩体的形成。

表征岩体地质特征的内容如此之多，著者认为，最重要的是①岩体结构；②地应力和地下水。这一部分讨论的内容尽管有五项，但就篇幅来说，岩体结构、地应力和地下水占了主要内容，这是著者有意安排的，而不是偏爱。

一、岩体的形成

今天，摆在我们面前的自然界中的岩体是经过多次、多种、长期地质作用过程形成的。在这种作用过程中，曾经产生过多方面的变化，这种变化表现在组成岩体的岩石成分、岩体结构及赋存环境因素的改变。它不仅变化至今，而且还在继续。在认识岩体时，必须从它的变化和形成过程来考察。

谷德振(1979)曾明确地指出过，岩体形成可分为两个过程，即①建造过程；②改造过

程。

(一) 建 造 过 程

在建造过程中首先形成的是岩体组成成分——岩石。建造过程中形成的岩石只适应建造过程中的物理化学的环境条件。当条件改变时，它亦将随着改变，如粘土岩在区域构造作用过程中，因岩石赋存条件发生了变化，因而相应地产生变质作用，粘土岩转变为板岩、千枚岩、片岩等，这种过程称为改造过程。物质成分还是那些或略有变化，但是，岩石类型已经改变了，这就是地质作用的特点。

其次，建造过程形成了岩体的原生结构——岩相，其特征与形成环境条件相适应。如，沉积岩中陆相建造的相，其结构变化较大；海相建造的相，其结构变化较小，规律性较稳定。岩浆岩中深成岩的相，包括原生节理，结构比较均匀，呈实体块状结构；浅成岩的相变化较大。而喷出岩的相类似于沉积岩，常具有层状结构，变化较大。变质岩同样如此。这种原生结构，有的在后期改造过程中发生了变化，原始相的特征发生了变化，如深变质岩中的花岗岩化作用；有的仍保留原始相的某些特征，如浅变质岩中的千枚岩仍保留原沉积岩的层状结构特征。对岩体力学研究来说，相——原生结构的最大特点是各向异性。按各向异性程度，可将原生岩体结构划分为两大类，即①块状结构；②层状结构。块状结构岩体一般呈各向同性，均匀性较高。层状结构岩体多具有横观同性，纵横向力学性质比变化较大，具有成层性。成层性是岩体的一个重要性质。在地质上，它标志着地质作用的转化或间断。在力学上，它标志着一个薄弱界面。这种薄弱界面有三种情况：①是岩石成分的转变界面，如砂岩、页岩界面；②地质间断面，如古风化面、岩浆喷发间歇面等，这种界面常充填有粘土质等软弱物质；③片状、条状矿物富集面，特别是各类云母类矿物富集面，如片理、碎屑岩中的层理等，它使层状岩体具有特殊的力学含义，即在构造过程中经过改造极易形成板裂结构。

再次，建造过程中伴随着形成了自己的赋存环境，其地应力以自重为主。构造作用力是次要的。垂直地应力主要为 γh；水平地应力为 $\xi\gamma h$；$\xi=\dfrac{\mu}{1-\mu}$ 或 $\xi=tg^2\left(45°-\dfrac{\varphi}{2}\right)$。地下水则以孔隙水为主。应当注意，在断陷盆地中水平地应力分量包括构造应力成分；在拗陷盆地中水平地应力成分内构造应力成分较小。

(二) 改 造 过 程

在建造过程中形成的岩体，不论岩石成分还是岩体结构、赋存环境条件都不是一成不变的。后期的多次、多种地质变动作用对岩体进行了巨大的改变，这一过程称为改造过程。改造作用主要有两种，内动力作用及外动力作用。

内动力作用又称为构造作用。构造作用特点是经历时间长、作用次数多。构造作用不是直线式变化，而是具有颤动和振荡的特性。一般来说，内动力作用具有区域性。但由于经受改造的岩体内部存在差异性，如岩石软硬不同，存在先期间断面，改造结果使岩体的差异性更加扩大。

总的来说，经过内动力地质作用全面改造了岩体，包括岩石、岩体结构及赋存地应力条件。其中最主要的是改造了岩体结构，这种改造最显著的是扩大了岩体的不连续性。在建造中形成的岩体结构，大体上还是连续的，而改造后形成的岩体结构，大至断层，小至节理、劈理都是不连续的，这种不连续性使岩体在力学性质上的各向异性更加扩大了，在力学作用上，结构的控制作用更加突出了。改造后的结构对岩体力学的控制作用占据了主要地位，这就是我们今天研究岩体结构时以构造作用改造形成的割裂结构为主的原因。

改造作用过程中的外动力作用包括剥蚀作用、沉积作用及风化作用。剥蚀作用使岩体卸荷，改变岩体表部赋存条件——地应力场和地下水活动。反过来，这种变化亦对岩体进行改造。结果一方面使已有的裂隙扩大，另一方面形成了新的裂隙，如各种卸荷裂隙。剥蚀作用主要是卸荷作用，而沉积作用则是加载作用。不过，这种加载作用与剥蚀作用所具有的改造作用相比次要得多，沉积作用主要是建造作用。风化作用发生在岩体赋存的物理化学环境改变的条件下，岩体为了适应新的环境，相应地也产生变化。有的属于物理变化，形成风化裂隙；有的属于化学变化，产生矿物分化，形成有含水矿物——粘土矿物。岩体经过风化多半是向力学性质弱化或恶化方向发展。风化岩体结构有两种类型：①层状风化，风化层形状与年温度变化带相适应地形成一层含有粘土矿物为特征的风化层(壳)；②带状风化，沿着断层破碎带或断层交汇带向深部延展的风化带，其宽度一般与断层破碎带宽度相若，其深度可达数百米，是工程地质条件中薄弱环节，是岩体力学中的一种软弱结构面或软弱夹层。风化作用既改造了岩体组成的矿物成分，使粘土矿物成分增加，也改造了岩体结构，因而大多具有散体结构和风化层、风化带状结构。

在讨论岩体改造时，岩石的改造、岩体结构的改造容易受到重视，而环境条件的改造往往不受重视，这也是改造作用结果中极为重要的一个方面。在建造过程中，地下水主要赋存于岩体孔隙中，而经过改造的岩体中地下水主要赋存于岩体裂隙中。建造过程中地应力以自重作用为主。经过改造的地应力场增加了构造应力和剥蚀残余应力成分，结果使地应力场变得复杂了。但是，它仍然是有规律的。如图 1.1.1 所示，在垂直剖面上可分为三个带，即①风化卸荷带 a；②剥蚀作用影响带 b；③自重作用控制带 c。在风化卸荷带内地应力垂直分量是由自重形成的，且其值大于水平地应力分量，其延展深度一般可达几十米。剥蚀作用影响带内地应力水平分量一般大于垂直分量，其深度可达数百米至数千米。自重作用控制带内地应力垂直分量有的大于水平分量，有的等于水平分量。这种现象十分明显是改造作用的结果。

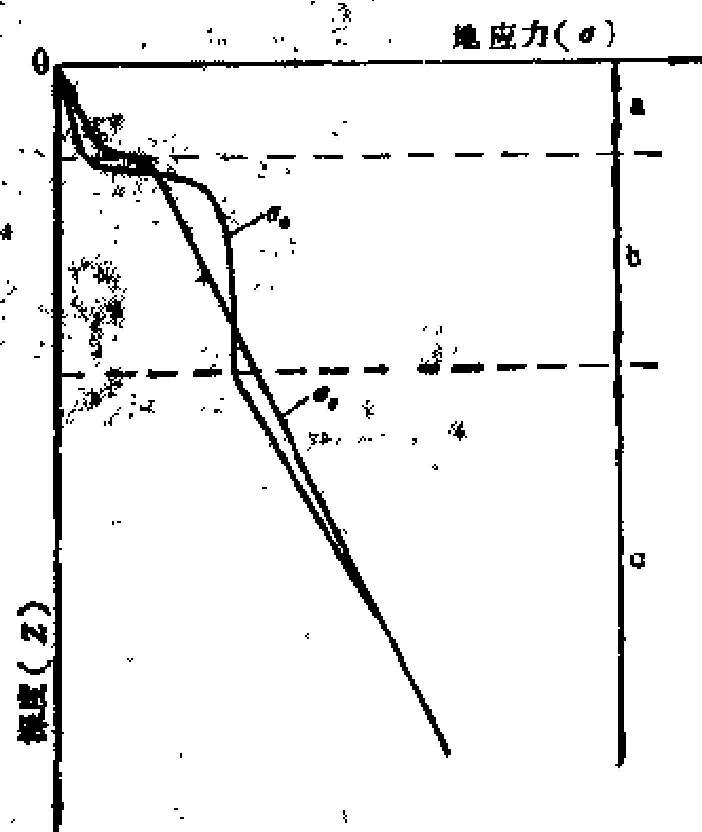


图 1.1.1 地应力剖面分布示意图

a 风化卸荷带；b. 剥蚀作用影响带；c. 自重作用控制带

今天摆在我们面前的自然界中的岩体就是在建造过程中形成的，在改造过程中经受过变形、遭受过破坏的地质体。这种地质体具有一定的岩石成分，具有独特的结构——割裂结构，赋存于一定的地质环境中。岩体力学研究

的任务就是探索经受过变形、遭受过破坏的地质体的再变形和再破坏的规律。为此，必须从建造和改造的全部过程来掌握岩体的特征，并从建造和改造过程中总结出规律来，进一步预测岩体在工程活动作用下未来的变化。

二、岩体的组成成分

这一节不是专门讨论岩石学内容，而主要是讨论如何用岩体力学观点去研究岩体组成成分。

从岩体力学观点研究岩石，主要要抓住它在岩体力学性能上的薄弱环节，特别是软弱成分、不稳定成分及软弱结构。

岩体中软弱成分包括由粘土岩、粘土、含水绿色矿物、石膏、岩盐等易溶盐类矿物组成的软弱岩石、软弱夹层，这是工程地质、岩体力学研究岩石中第一个重要内容。

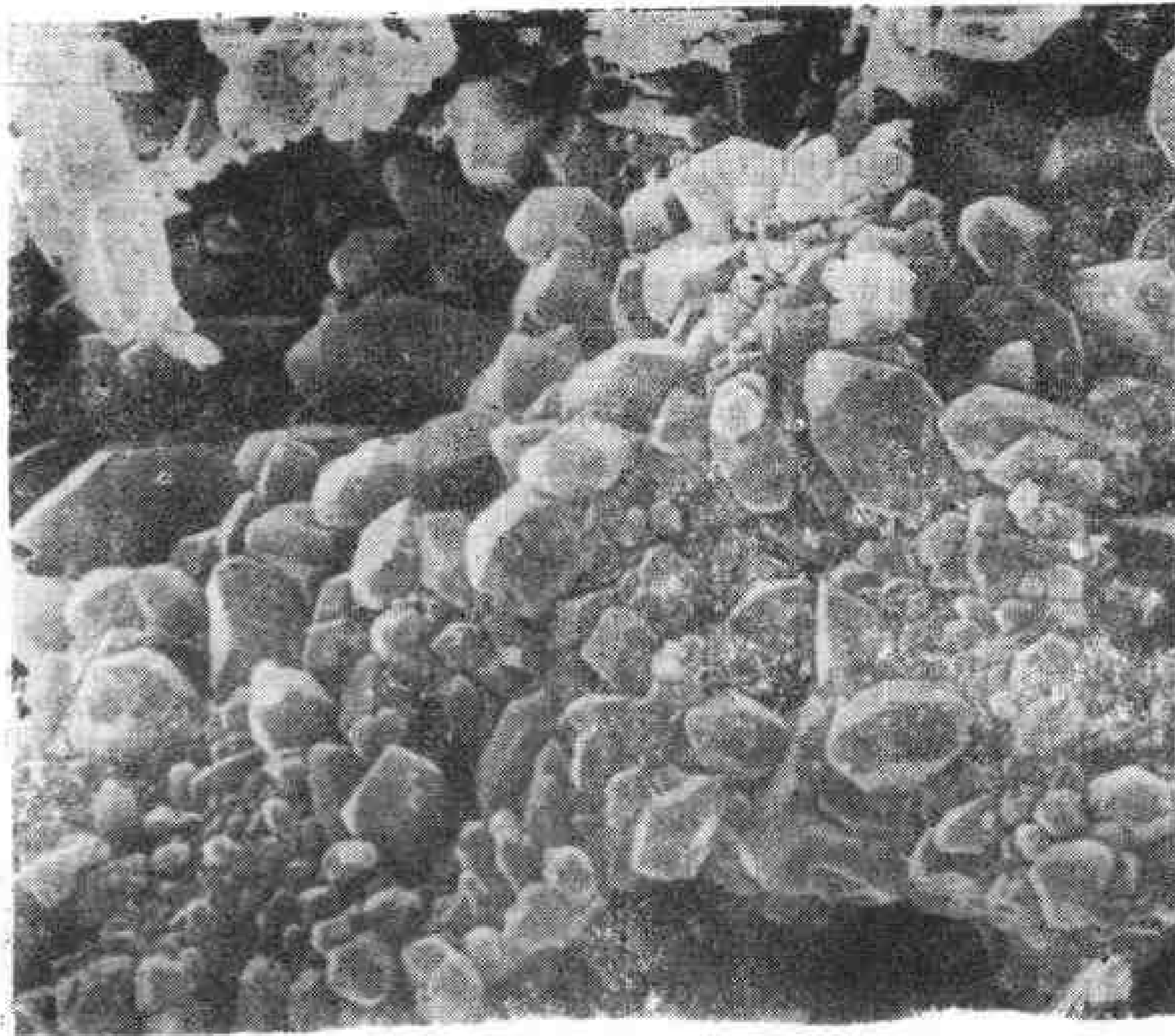
第二个是颗粒联结。岩石是由大大小小各种不同矿物组成的，颗粒间联结成分及方式或联结特征对岩体力学性能具有特殊意义，因为它直接或间接地控制着：

1）岩石变形特征　胶结物成分不同决定着岩石具有弹性变形或粘性变形特征；

2）岩石破坏特征　胶结物不同控制着岩石破坏机制——脆性或柔性破坏，胶结方式不同控制着岩石破坏起始应力水平和起始开裂位置；

3）风化稳定性　风化是水热作用结果。在岩石成分研究中，要特别注意亲水和与水热反应敏感的矿物组成的岩石，如粘土岩、页岩、长石类矿物组成的岩石、含易溶盐矿物的岩石等。

总的来说，岩石的联结有三种类型：



照片 1.2.1　大同煤田云岗矿区侏罗砾岩
石英结晶联结(曲永新，×3,000)

(1) 结晶联结　各种结晶类岩石都属于这种联结(照片 1.2.1)。这种联结形成的岩石的特点是,其强度主要决定于矿物力学性质,脆性度高,多具弹性变形特征。

(2) 各种胶结物胶结或胶体联结　胶结物有粘土质、钙质、铁质及硅质。粘土质最不稳定,遇水极易变化。钙质胶结的好些,在水作用下稳定性高些,强度也高些,但是,在酸作用下不稳定。铁质胶结一般强度高,在碱性环境中多不稳定。硅质胶结的岩石强度最高,抗风化能力也最强。

(3) 水胶胶结　这是未成岩前和风化后细颗粒的主要联结形式,也是粘土岩的主要联结形式。

第三个是岩石结构。岩石结构主要反映岩石的相特征,特别是不连续性。如沉积岩中以各种成因形成的微层理、斜交层理,因为这种层理常由细颗粒,特别是绢云母构成,这种层理常构成弱面。视野再放大些,在概念上已不属于岩石学范畴,而属于岩体范畴,即岩层组合特征,这是十分重要的一方面。它是岩体原生结构的表征,这个问题在岩体形成中已经谈过,故不详述。

下面对各类岩石的基本特征,作简略讨论。

组成岩体的岩石按成因分为三大类,即沉积岩、岩浆岩及变质岩。这三大类岩石由于其形成过程不同,因此不仅矿物成分不同,而且岩石的结构构造以及岩相特征亦大不相同,致使岩石力学性质亦不相同,而且使岩体在力学性质上具有不均一性。从岩体力学角度出发,研究岩石的重点不在于详细地进行矿物鉴定,而应特别注意找出会引起岩体强度降低及变坏的因素。根据上述观点,我们来考察一下组成岩体的岩石的一般特征。

(一) 沉　积　岩

这一大类岩石由于其物质来源、搬运营力及堆积环境不同,因此形成的岩石类型及岩相特征很不相同,而共同点是都具有层理。按物质来源,沉积岩可分为四组。

1) 碎屑沉积岩　系出露地表的岩石风化破碎,经风、流水及重力的搬运,以及冰川作用和搬运,在陆盆地、浅海及湖泊堆积形成的岩石。它具有明显的层理及岩相特征,如经过风扬作用堆积成的岩石常具有交斜层理、流水搬运具有规则的层理,冰川搬运形成的冰积砾岩颗粒相差悬殊,成分混杂,层理不清。在陆盆地堆积的碎屑沉积岩层理明显,相变大,且不均一。在浅海堆积的具有波痕存在,横观上岩相较陆地堆积的稳定,剖面上决定于海浸海退的频度,多数变化较大,这些特征控制着岩体的均匀性。这组沉积岩的岩石类型示于表 1.2.1。

表 1.2.1 中所列的只是几种典型的碎屑沉积岩。我们常见到在这些岩石名称前加有各种各样的形容词,这种形容词有两种:一种是其描述岩性特征,如石英砂岩、钙质砂岩、角砾岩等,这种描述对认识岩石力学性质很有意义。另一种形容词则为描述其成因,如硬砂岩、冰碛砾岩、底砾岩等,这种描述可以帮助我们认识岩相特征,同时也可以帮助我们认识岩体的力学特征。

由表 1.2.1 中可以清楚地看出,几乎所有的碎屑沉积岩中都含有粘土成分,只不过是其含量多少不同而已。

从岩体力学的研究观点来看,粘土及粘土岩是极其重要的,它的重要性在于:

表 1.2.1 碎屑沉积岩的岩石类型

岩石类型	颗粒成分	成岩特征及其力学性质特点
泥　岩	粘土为主	矿物仍为粘土矿物，易风化、膨胀、收缩，强度较低
页　岩	粘土及粉土	粘土矿物已脱水、绢云母化，页理发育，比较均匀，方向性较强
砂　岩	砂及粉土	主要决定于胶结物：主要有硅质、铁质、钙质及粘土质四种物质胶结，其强度依次降低，岩相特征与搬运营力及堆积环境关系很大
砾　岩	砾石、砂粘土	

(1) 它的强度低、变形大、流动变形显著；

(2) 它具有很高的亲水性，在含水条件变化时，它是极敏感的，即易变性大；

(3) 它的分布十分广泛，地表存在的各种岩体中几乎都有粘土成分，只不过是有的含量多，有的含量少而已。

粘土岩是一种软岩，薄层者常构成软弱夹层。这种软弱夹层极易产生层间错动。厚层者层内亦常发育有层间错动带，这种层间错动带呈等距性分布，它提供了地下水活动的通道。经过错动的粘土岩多变为泥化夹层。层间错动带在物理性质上常构成异常剖面(图 1.2.1)。这一特点决定，其力学性质异常低，易沿其产生滑动，且极易产生流动变形。

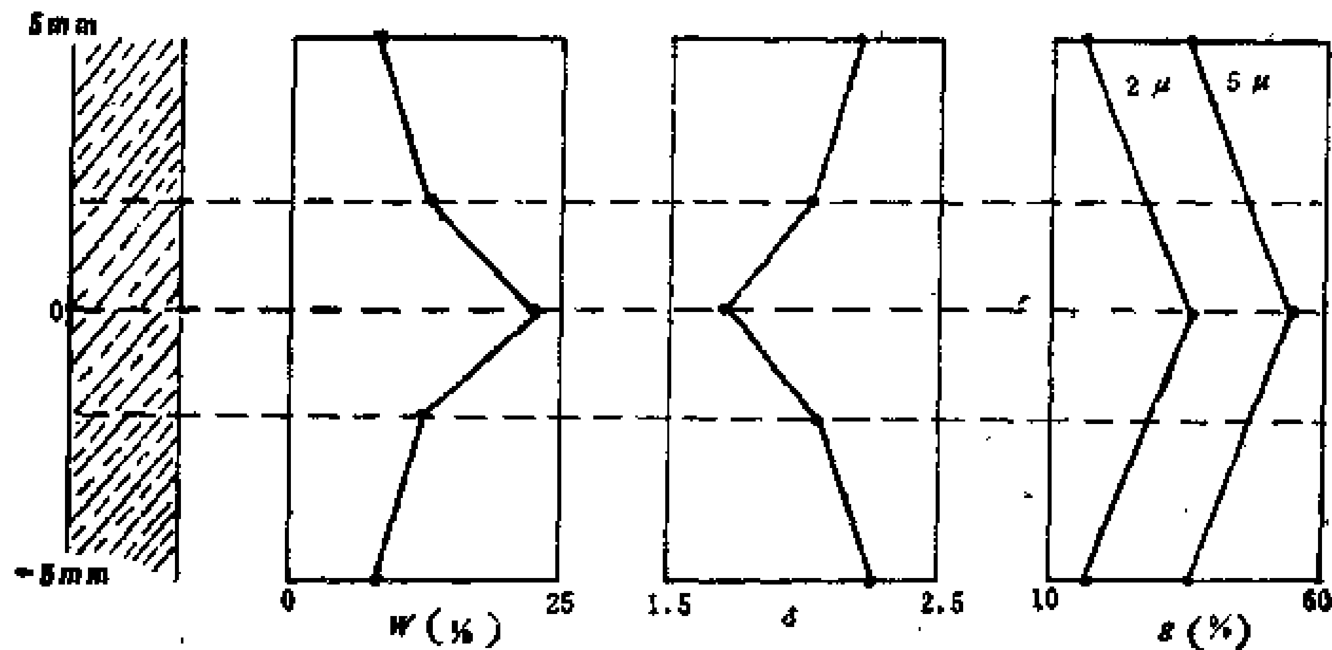


图 1.2.1 葛州坝202泥化夹层物理特性剖面变化[1]

W. 含水量；δ. 干容重 (g/cm^3)；g. 粘土粒组含量

碎屑岩中火山碎屑岩应特别注意，其特点是：①质地不均；②易风化，常形成粘土质软弱夹层。

沉积岩，从成因上来考虑，还有两种成因，即有机的和化学的作用构成的一大类岩石，即化学岩，如表 1.2.2 所示。

化学岩最大特点是容易溶蚀形成溶洞或喀斯特化现象。在岩石结构上形成有一种独特的架空结构。在化学岩上建筑工程时，不仅要注意现状的力学性质，而且要注意工程运

1) 林伟平资料，载于《应用岩体力学》，长江水利水电科学研究院，1979.

表 1.2.2 沉积化学岩类型

岩石类型	物质来源	成岩特征及其力学特性
硅质岩	硅藻土、硅质凝胶	常呈团块、透镜状、层状产出，质地坚硬
石灰岩 白云岩	石灰藻、有孔虫、珊瑚贝壳、石灰质凝胶等	常成厚层，岩相稳定，质地均一，较坚硬
岩盐	主要为 ACl, ASO.	有的单独成层，有的散在岩层内，可溶解，不稳定

转期间的溶蚀条件，这种作用可改变岩体力学特性。

（二）岩浆岩

岩浆岩的特点是无层理、产状复杂，其岩相则表现在结晶程度上。深部形成的岩浆岩由于温度稳定，形成的矿物结晶颗粒粗大。浅部形成的岩浆岩由于结晶时温度变化较快，因此常呈斑状构造和细晶构造。而喷出的火山岩则由于迅速冷却而来不及结晶，故表现为玻璃质岩石。常见的岩浆岩及其特征如表 1.2.3。

表 1.2.3 岩浆岩岩石类型及其特征

成岩条件	产状特征	岩相特点	岩石类型			岩石强度	抗风化能力
			酸性岩	中性岩	基性岩		
深成岩	侵入体	粗晶等粒	花岗岩	闪长岩	辉长岩	小 ↓ 大	弱 ↓ 强
浅成岩	岩盘、岩墙、岩脉、岩株	具斑状	花岗斑岩	闪长斑岩	煌斑岩		
		细晶	长英岩		辉绿岩		
喷出岩	有层理呈层状	玻璃质有流动构造	流纹岩 粗面岩	安山岩	玄武岩 （有柱状节理）		
岩石强度			由酸性到基性，强度由大到小				
抗风化能力			由强到弱→				

在研究岩浆岩的力学性质时，还必须重视它与围岩的接触关系。岩浆岩与围岩的接触关系有两种重要类型：①冷接触；②热接触。冷接触带没有变质和蚀变现象，而呈现为断层接触，常具有一定宽度的接触破碎带。热接触的主要特点则表现为发生有接触变质和蚀变。这类接触除极少数可使围岩性质变好（如角页岩）外，大多数使岩石性质恶化，常呈现为软弱接触带（如各种类型的蚀变带），构成岩体内的一种重要的软弱结构面。

在我国江浙及西南地区的岩浆岩，特别是酸性岩中常见到高岭土化现象，其发育深度常达几十米至百米以上。有的呈散播状，有的呈夹层状。夹层厚度有的为几毫米，有的厚达数厘米。这是在构造错动形成的糜棱岩粉基础上，经过水热风化作用而形成的，它常与构造破碎带相伴生。在岩体力学中，它在岩体内形成薄弱环节。

(三) 变 质 岩

已成的岩石在地下某种深处受高温、高压和变形作用下使其矿物和结构、构造发生转变形成一种新的岩石类型,即变质岩。沉积岩经过变质作用可使其力学性质好变,而岩浆岩多半要恶化。变质岩的特点不仅反应在矿物上,而且更重要的是形成有片理构造,使岩石具有强烈的方向性或各向异性。变质作用有三种类型: 即动力变质作用、接触变质作用及区域变质作用。 动力变质作用及接触变质作用形成的变质岩带是不大的,但是从岩体力学研究来说应该给予重视,因为它们当中许多属于软弱岩带或软弱结构面。 在地表经常见到的大片分布的变质岩系区域变质作用形成的。区域变质作用形成的变质岩一般分为三种类型,即浅变质、中变质及深变质岩。表 1.2.4 是沉积岩的变质相及其特征。

表 1.2.4 沉积岩变质形成的岩石类型

变质程度	岩石类型			特征矿物	岩石构造	岩石强度特征	抗风化能力
	碎屑岩	泥灰岩	石灰岩				
浅变质	板岩类 千枚岩类	钙质板岩 钙质千枚岩	结晶石灰岩	绢云母 方解石 微晶	不完整的片理	低	弱
中变质带	片岩	钙质片岩	大理岩	白云母 长石 方解石	片理	中	中
深变质带	片麻岩	钙质片麻岩	大理岩	长石、石英 云母、方解石	片麻理	高	强

除了上述三大岩类外,还有一种构造作用形成的岩石,它在数量上是不大的,但从岩体力学观点来看,其重要性是很大的。其中断层角砾、断层泥、糜棱岩常构成软弱夹层或软弱结构面,这类岩石常称为构造岩,可分为四种类型,如表 1.2.5。

L. Müller (1974)曾把岩体视为两相介质,即把岩体视为是由岩石和水组成的。从岩体力学研究意义上来说,这是可取的。 岩体中的水具有双重性,它既是岩体的组成成分,又是岩体的赋存环境因素。 为了避免重复和保持完整性,这部分内容将在地下水那部分阐述。

表 1.2.5 构造岩特征

岩石类型	岩性特点	岩石构造特征	强度特征
碎块岩	与原岩一致	节理密集,间有碎屑	受切割面产状控制
压碎岩	与原岩一致	岩石被压碎、原产状还保持	受块度及结构控制
断层角砾	以角砾为主夹有泥质	角砾经过错动,节理呈无序状	受角砾控制,具随机特征
糜棱岩 断层泥	以细颗粒为主,多风化为粘土矿物	发育有缓倾角节理及滑面	受粘土矿物及含水量控制

三、岩 体 结 构

（一） 概　　说

宇宙间的物质和物体，从小至原子、分子大至星球和星系，都各有自己的结构，以一定的结构形式存在着，以一定的结构形式彼此相互区别。就地质来说，矿物有矿物结构。矿物按其晶体对称特点可分为七种不同晶系，即三斜晶系、单斜晶系、正交晶系、三方晶系、四方晶系、六方晶系、等轴晶系(立方晶系)。岩石和岩层也各自具有它本身的结构。从岩石来说，岩浆岩有粒状结构、斑状结构、玻璃质结构；沉积岩有粒状结构、片架结构、斑基结构；变质岩有板理结构、片理结构、片麻理结构等。从岩体建造来说，岩浆岩有岩盘、岩墙、岩颈、岩基(岩体)，可以分为块状结构及层状结构；沉积岩具有层状结构和块状结构；变质岩亦具有层状及块状结构。我们经常谈论的地质构造，实际上是地壳结构的表征。有名的断块构造系地壳结构的高度概括。对地壳来说，结构类型的划分基础多数是采取各种不同类型的面，这些面有的是客观存在的(如断层面)，有的是抽象的(如褶皱轴面)。从研究地壳结构出发，李四光（1963）教授把这些面命名为结构面。在工程地质研究中，谷德振（1979）、孙玉科（1965）等进一步把岩体内开裂的和易开裂的地质界面抽象地称为结构面，被结构面切割成的岩块称为结构体。从而为建立岩体结构概念奠定了基础。结构面和结构体称为岩体结构单元或称为岩体结构要素。

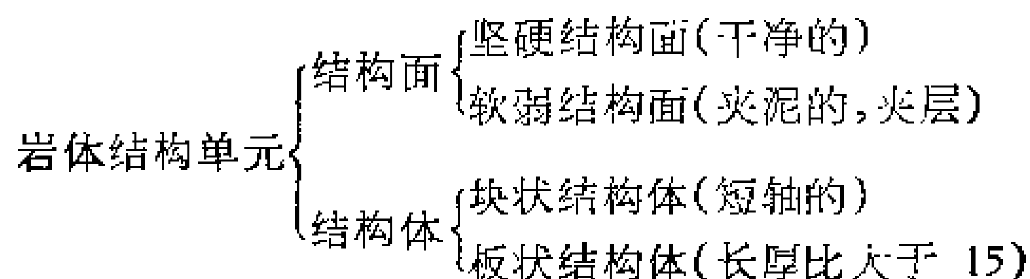
结构面是由一定的地质实体抽象出来的概念术语，它在横向延展上具有面的几何特征，而在垂直向上则与几何学中的面不同，它常充填有一定物质、具有一定的厚度，不是等同于真实的几何学的面。在地质实体中，结构面是由一定的物质组成的。如节理和裂隙是由两个面及面间充填的水或气的实体组成的；断层及层间错动面也是由上下盘两个面及面间充填的断层泥和水构成的实体组成的。从力学作用和地质体运动角度来考察，这种地质实体在一定程度上具有面的作用机理，它完全可以抽象为一种面，称为结构面。在变形上，它的机理是两盘闭合或滑移；在破坏上，或者沿着它滑动，或者追踪它开裂。对于岩体力学研究来说，这种抽象是十分重要的，它是将地质信息抽象为地质模型和力学模型的有价值的要素之一。

结构体也是具有一定的地质实体特征的概念术语，它也是将地质信息抽象为地质模型和力学模型的有价值的要素之一。有的人认为，结构面和结构体是一个事物的两方面，两者没有必要并提。提出这个问题的人可能是对结构面和结构体的地质实体特点和各自的力学功能不太了解所致。

上述表明，我们所用的"结构面"和"结构体"的术语是有其物质组成和力学特征的，并在岩体力学作用上具有独特的功能。从岩体力学研究角度考虑，两者不能互相代替，必须并提。

结构面和结构体按其力学性能又可分为若干类型，它们在岩体内存在的形式不同，从而形成不同的岩体结构类型。"岩体结构"是一个概念术语，概念术语必须给出明确定义。著者把不同类型的岩体结构单元在岩体内组合、排列形式定义为岩体结构。这个定义内有三个因素，即岩体结构是由三种因素构成的概念：第一个因素是岩体结构单元。定义

叙述中说"不同类型岩体结构单元"，也就是说，岩体结构单元不是一种，而是多种。在后面我们将加以论证，从岩体力学作用研究观点出发，岩体结构单元可以分为两类四种，即：



这四种结构单元在岩体内组合、排列的形式不同，构成不同类型的岩体结构。构成岩体结构概念的第二个因素是"组合"。"组合"是指不同类型的岩体结构单元在岩体内的搭配。如坚硬结构面与块状结构体"组合"构成碎裂结构；软弱结构面与块状结构体"组合"构成块裂结构；而软弱结构面与板状结构体"组合"构成板裂结构。"组合"是构成岩体结构概念的一种重要因素。岩体结构定义中的第三个概念是"排列"。如岩体结构单元是有序的，还是无序的；是贯通的，还是断续的，都是排列的表现形式。这三个概念因素基本上限定了岩体结构的差别。以此为依据，可将岩体划分为若干不同类型的岩体结构。

将结构面和结构体称为岩体结构要素是正确的，它们是定义岩体结构不可缺一的两个方面的要素。岩体结构是岩体力学研究中最重要的地质基础，它不是可有可无的装饰品。有的人认为，"岩体结构"这一概念是多余的，而认为仅用结构面在岩体内分布特征，或仅用结构体(岩块)在岩体内组合形式表征岩体在岩体力学性能方面特征就够了，不必采用"岩体结构"一词来表征岩体本质特征。实际上，他们不了解结构面和结构体在岩体力学作用上各自具有的功能。在第二部分和第三部分内将会看到，结构面和结构体在岩体力学作用(变形和破坏)上具有各自不同的力学功能，它们的力学功能不能互相代替，在表征岩体结构特征时它们缺一不可。它们是表征岩体结构的必要条件，而且也是充分条件。这两个方面表征的岩体特征用"岩体结构"一词来概括也是恰如其分的。结构是所有物质和物体的存在形式，也是彼此相互区别的重要条件。岩体也不例外。

岩体结构是客观存在的，与其它物质和物体一样，它的规律只能去发现它，而不能臆造。岩体结构研究的任务，就是去发现岩体结构规律，把它进行科学分类，以便掌握和运用岩体结构规律去认识岩体的基本特性。实际上，岩体结构就是岩体的基本特性之一，它控制着岩体的变形、破坏及其力学性质。岩体结构是岩体力学的地质基础的核心因素，是岩体力学研究的一个纲。

70 年代以来，地质学家和地球物理学家研究发现，当今的地壳是由断块构成的。断块也不是完整的一块，它里面还存在着次一级的切割它的断裂面和被断裂面切割成的块体，构成地壳的次一级结构，地壳结构是有级序的。同样，岩体结构也是有级序的，级序和规模是相对应的。高级序的岩体结构单元的规模也大。不论研究岩体结构还是岩体结构单元规律，都必须明确级序的观念。否则，无法掌握和发现岩体结构与岩体结构单元的地质规律以及它们对岩体力学作用和性能的控制作用规律。为了识别岩体结构规律，必须分级序的研究岩体结构单元的地质规律，即结构面的地质规律和结构体的地质规律，以及岩体结构的地质规律。

（二）结构面的地质规律

岩体与一般物体的重大差别在于它是受结构面纵横切割、具有一定结构的多裂隙体。岩体内的结构面及它控制下形成的岩体结构控制着岩体的变形、破坏机制及力学法则。

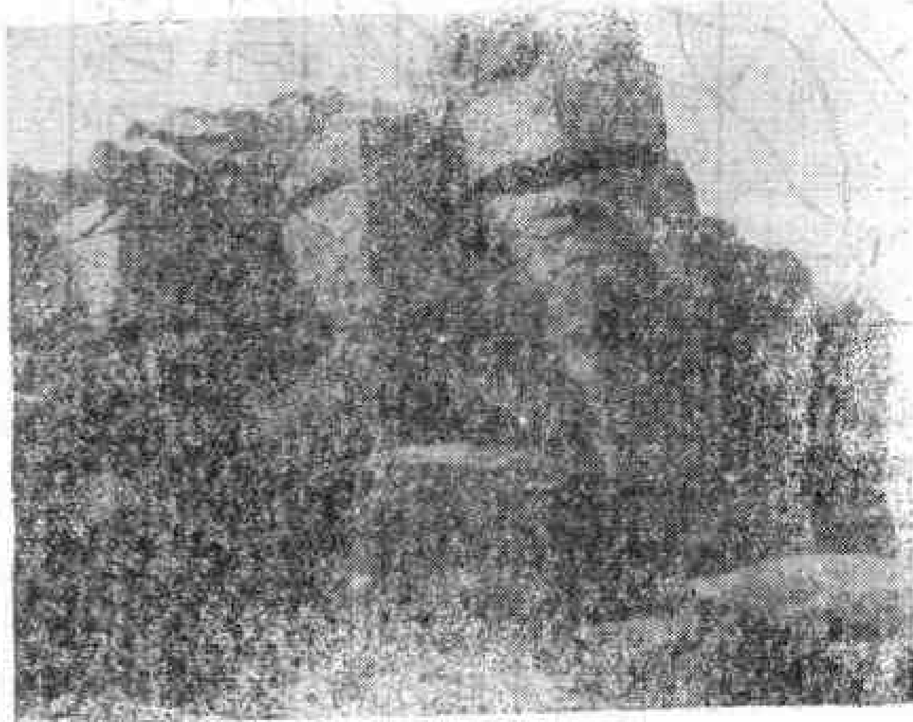
结构面的自然特性不是孤立的，而是与其成因及其形成过程密切相关。只有在结构面成因及其分布规律研究基础上，才能认识和掌握结构面自然特性的规律。在研究结构面力学特性时，必须以地质成因研究为基础，对结构面自然特性进行仔细地研究，才能掌握结构面的地质特点，指导岩体力学研究工作，这是岩体力学特性研究的基础。

1. 结构面的成因类型

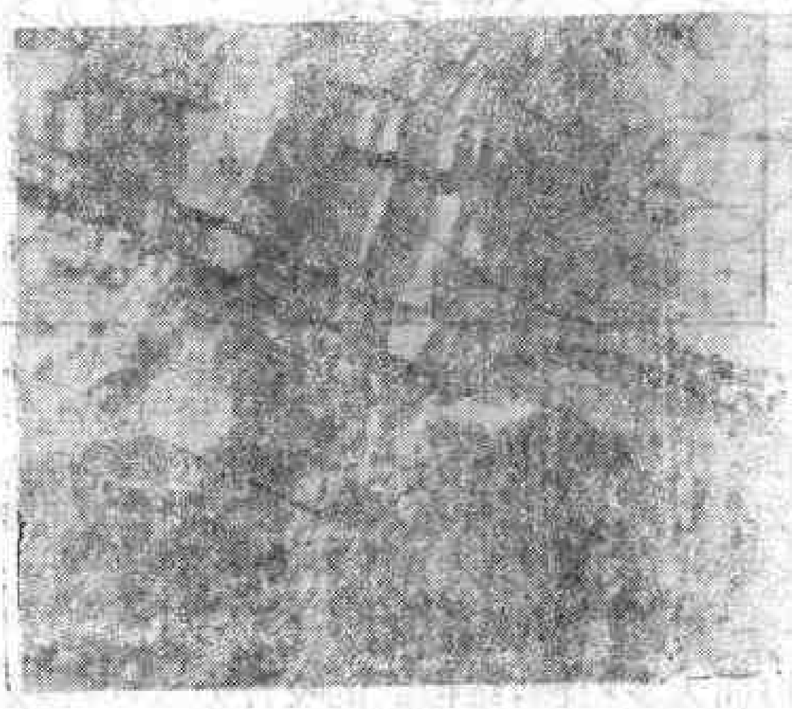
岩体内结构面的成因类型有三种：

(1) *原生结构面*　　主要指在岩体形成过程中形成的结构面和构造面。如岩浆岩体冷却收缩时形成的原生节理面（照片 1.3.1）、流动构造面、与早期岩体接触的各种接触面；沉积岩体内的层理面，不整合面；变质岩体内的片理、片麻理构造面等。

(2) *构造结构面*　　它是在岩体形成后地壳运动的过程中，在岩体内产生的各种破裂面，如断层面、错动面、节理面及劈理面等（照片 1.3.2）。



照片 1.3.1　玄武岩柱状节理



照片 1.3.2　石英砂岩中断层、节理、层间错动

(3) *次生结构面*　　指在外营力作用下产生的风化裂隙面及卸荷裂隙面等。

原生结构面，除岩浆岩中的原生节理面外，一般多为非开裂式的，即结构面内存有大小不等的联结力。

次生结构面多为张裂隙，结构面不平坦，产状不规则，大多为不连续，延展性不大。它常使有效应力一致的一组或几组原生结构面和构造结构面显现为开裂式的，这种现象在边坡中极常见，但它发育的深度并不大。

构造结构面是岩体内结构面的主要成分，它们彼此有一定的内在联系，故在野外工作中要根据构造形迹，鉴别出它的力学成因类型，形成期序和体系，作出分期配套（图 1.3.1），这对掌握各组结构面在岩体内的空间分布及组合规律具有指导意义。如张性结

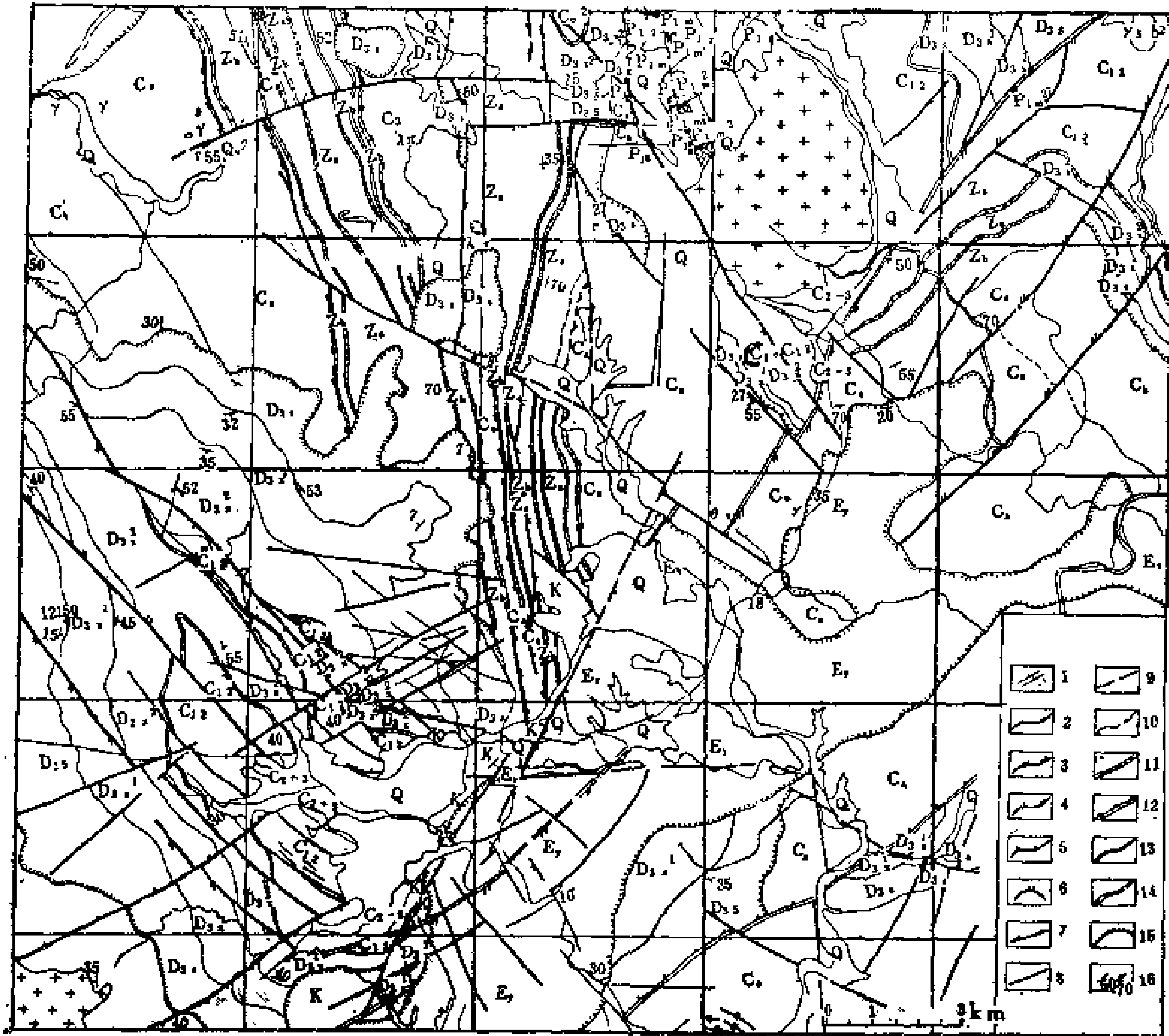


图 1.3.1　某矿区构造地质图

1.复合断层；2.压性断层；3.压扭性断层；4.张性断层；5.张扭性断层；6.挤压带；7.华夏式断层；8.性质不明断层；9.推测断层；10.实测及推测地质界线；11.实测及推测硅质岩层；12.实测及推测高炭质板岩层；13.实测及推测砂砾岩层；14.实测及推测砾岩层；15.沉积不整合线；16.地层产状

构面大多粗糙，结构面的咬合力大，摩擦系数高；剪性结构面多平坦、光滑，结构面的咬合力小，摩擦系数小；压性结构面存在有较宽的破碎带及破碎影响带。由此可见，构造结构面研究中首先应分清其力学成因类型、形成时期和体系是十分重要的。

2. 结构面结合特征

结构面按其结合特征可分为：

(1) 开裂结构面　　是结构面的主要成分。

(2) 闭合结构面　　这类结构面又可分为两类：即①弱胶结的，如层理、片理等。但是，它是易开裂的；②压力愈合的，又称为隐节理。

岩石具有一种粘性成分，在高压下可以使分离的颗粒粘到一起，如粘土、高岭土、硅酸盐类糜棱岩等粉末，在高压下又可结合成硬块，这种现象可称为冷焊效应。具有粘性特性的岩石在构造作用下形成的节理，在高地应力作用下同样可愈合，呈假胶结状态，这种状

态下的节理称为隐节理。在风化、振动等外力作用下又可开裂。爆破法开挖隧洞时洞壁节理增多的原因就在这里，这种开裂的节理称为显节理。在河谷斜坡上常见到倾向河谷的缓倾角节理，或河床下开挖时见到的所谓"兜底缝"，实际上就是隐节理在风化、卸荷作用下形成的显节理（图 1.3.2）。近地面的岩体内显节理极其发育，原因亦在于此。

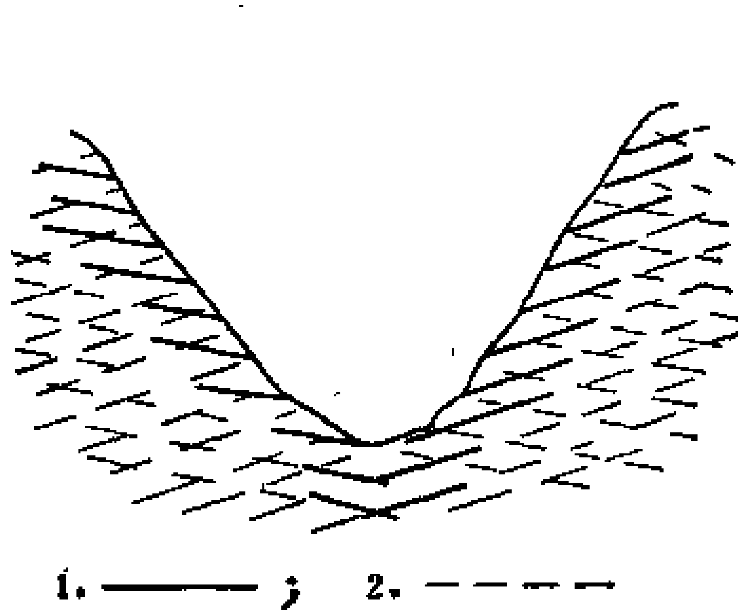


图 1.3.2　河谷卸荷裂隙

1.卸荷节理；2.隐节理

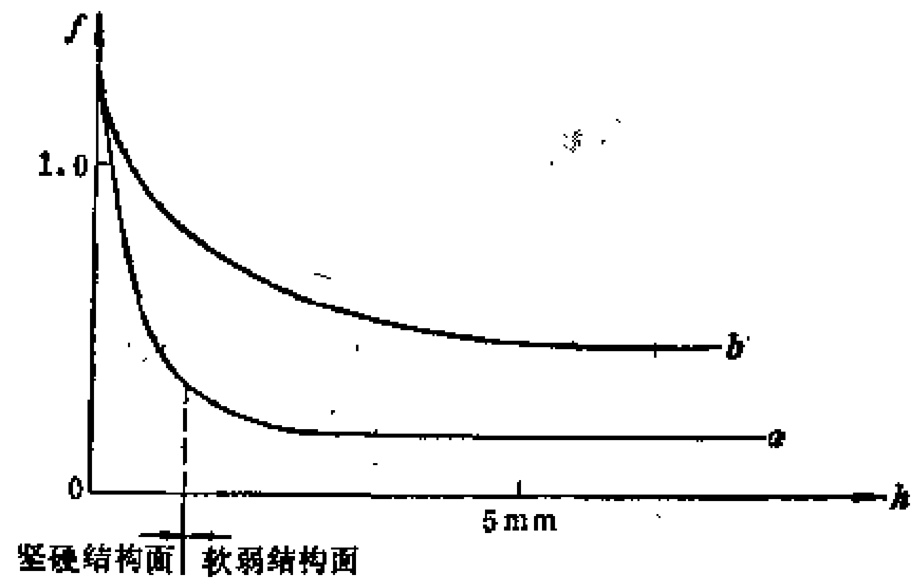


图 1.3.3　结构面内软弱物质充填厚度的力学效应

a. 粘土质充填物；b. 糜棱化碎屑物质

3. 充填状况及结构面的力学属性

开裂的结构面内，有的是干净的（如节理面），有的夹有不等厚度的泥土等软弱物质（如断层、层间错动面间）。结构面内夹有软弱物质时，其强度随着夹有的物质厚度增加而降低。如图 1.3.3 所示，不夹软弱物质的结构面的摩擦系数 f 可达 1.2—1.4，当夹有软弱物质时，其强度迅速降低，软弱物质愈厚时，降低愈大。一般来说，夹有物质为高岭土时，其厚度 h 大于 1mm 时，摩擦系数 f 值可降至 0.2—0.5，当厚度 h 大于 1—2mm 时，则不再降低，而保持不变。据此可将结构面划分为两类：

1）软弱结构面　　夹有一定厚度的软弱物质。

2）坚硬结构面　　多数为干净结构面，也有夹坚硬碎屑的。

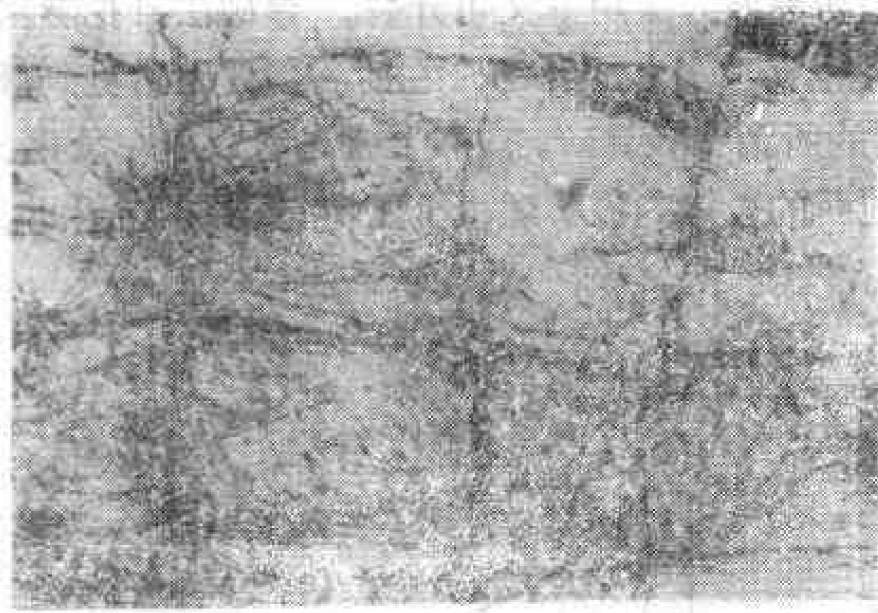
断层破碎带、层间错动面属于软弱结构面，节理、劈理等多数属于坚硬结构面。

4. 节理的若干规律

在构造地质学中，把在构造作用下产生的断裂，沿断裂面没有发生明显的位移，或仅有微量错动的断裂，称为节理。这一节所讨论的节理仍限定在这个概念范畴之内。

（1）*节理的组合型式之一——层面棋盘格式*　　自然界存在的节理多数呈共轭出现，呈棋盘格式组合特征（照片 1.3.3）。许多科学工作者论证过，共轭节理是剪破裂遗迹。有的人曾试图用现状的棋盘格式节理交角反求内摩擦角。这种想法是不实在的，因为今天的岩石和形成节理时的岩石状态大不相同，而且在节理形成后又受到后期构造作用的改造，故利用现状的棋盘格式交角推测现状岩石的内摩擦角是行不通的。如果说，利用现状的棋盘格式节理组合特征，推测节理形成时的岩石内摩擦角，还是有一定参考价值的。

棋盘格式节理的组合交角多近 90°（照片 1.3.3）。如图 1.3.4 所示，按库仑-莫尔法则



照片 1.3.3　二滩坝址阳新灰岩中棋盘格式节理

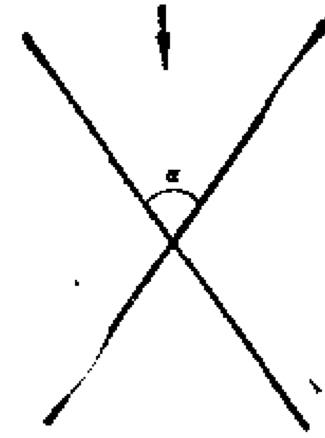


图 1.3.4　共轭节理组合角

$$\alpha = 90° - \phi \tag{1.1}$$

或

$$\phi = 90° - \alpha$$

式中 ϕ 为岩石内摩擦角。

如果　$\alpha \approx 90°$

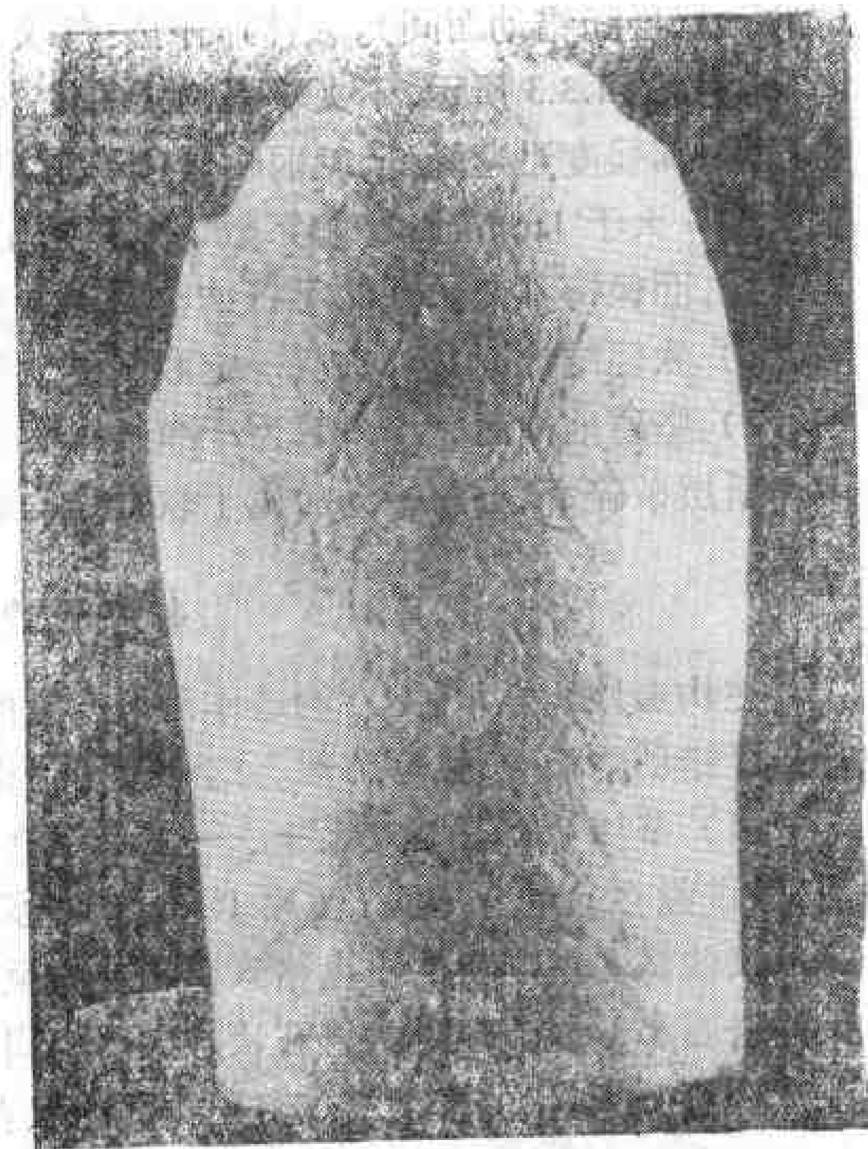
则　$\phi \approx 0°$

即节理形成时岩石的内摩擦角接近于零。大量实验资料表明，这种情况只有岩石处于全塑性状态才能出现。分析已有的资料不难看出，出现这种状态有三种情况：

1）尚未转化为岩石的饱水粘土　这种状态下的粘土 $\phi \approx 0$，只保留有内聚力 C 值（图 1.3.5），而呈全塑性状态。

2）岩浆岩尚未冷凝成岩石时状态　这种情况下，其内摩擦角接近于零，只有粘着力 C 值。

3）高围压条件下岩石亦可出现全塑性状态　如图 2.2.16 及 2.3.12 所示，不管大理岩还是正长岩都可出现全塑性状态，即出现 $\phi \approx 0$ 的状态。实际上，这种状态下的大理岩和正长



照片 1.3.4　40MPa 围压下大冶大理岩产生的棋盘格式节理

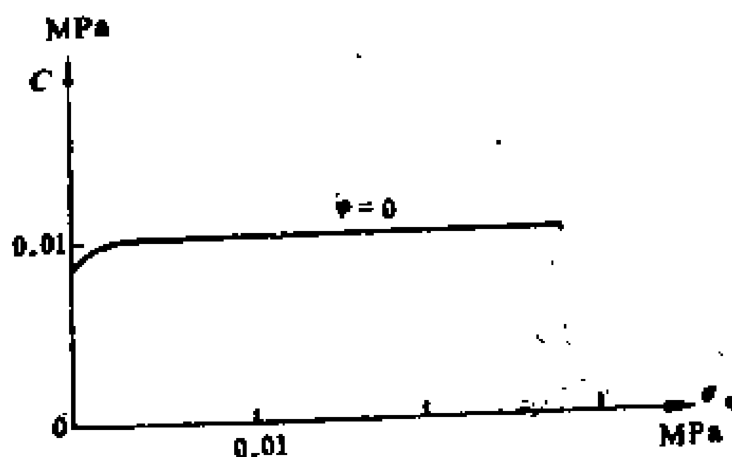


图 1.3.5　岩溶洞穴中粘土抗剪强度

岩是处于糜棱化状态,处于假流动状态。但是,它的破裂亦出现棋盘格式节理。照片 1.3.4 为大冶大理岩在 40MPa 围压下破裂时产生的棋盘格式"×"节理,其组合交角接近于90°。这种节理的形成,并不是在大变形过程中,而是在小变形的过程中。这可由节理面未发现错动擦痕迹象而得到证明。

(2) 节理组合形式之二——剖面"×" 层面"×"节理是常见的。剖面内发育有"×"节理一般不被注意,实际上并不乏见。前面曾谈到河谷剖面中常见到剖面缓倾角节理,一般只见到一组,很少见到共轭出现。照片 1.3.5 为平地剖面中见到的两组缓倾角节理构成的剖面"×"节理。其锐角平分线是平卧的,而钝角平分线是直立的。这表明,剖面"×"节理形成时地应力的最小主应力分量与垂直地应力分量 σ_z 方向一致,最大主应力分量为平卧的,这种现象一般解释为在剥蚀卸荷作用下形成的。如图 1.3.6 所示,$a—a$ 为原始地面;$b—b$ 为剥蚀后地面。剥蚀后岩体内地应力 σ_h 变为 σ_1,σ_z 变为 σ_3。当

$$\sigma_1 > [\sigma_1] = \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_3 + \frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{1.2}$$

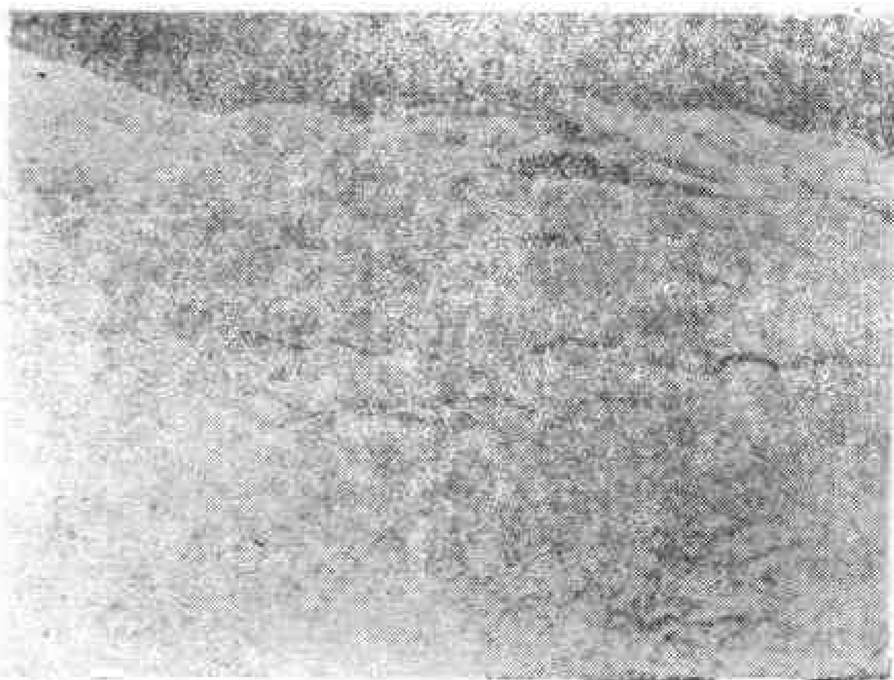
时,便可形成剖面"×"节理,且 $\alpha = 90° - \phi$。ϕ 角为经过剥蚀后岩体状态的内摩擦角。这种状态下的岩石不是全塑性条件,而是已经处于与现状岩石相近的坚硬状态,即其内摩擦角 $\phi \neq 0$,是处于低围压的力学状态下,与当今岩石的内摩擦角比较相近。据此,著者认为利用缓倾角节理的锐角夹角 α 及剪破裂条件

$$\alpha = 90° - \phi$$

或

$$\phi = 90° - \alpha$$

可以探求新鲜岩石的内摩擦角。这样求得的值相当于岩石长期强度的内摩擦角,如雅砻江二滩坝址正长岩中缓倾角节理的锐角夹角一般为 50°—60°。据此估算得,二滩正长岩长期强度的内摩擦角约为 30°—40°。同理,我们可以估算照片 1.3.5 中发育缓倾角节理的内摩擦角。根据照片 1.3.5 量得两组缓倾角节理的锐角交角 $\alpha \approx 50°$,说明该岩石的内摩擦角 $\phi \approx 40°$,这个数值是比较可信的。



照片 1.3.5 剖面"×"节理

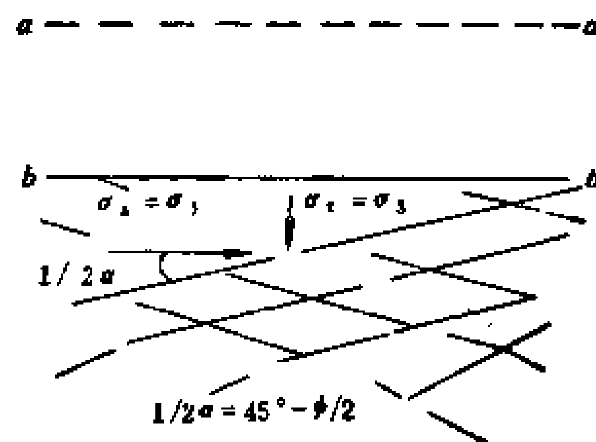


图 1.3.6 缓倾角节理及剖面"×"节理形成机理

(3) *节理组合形式之三——空间"×"及节理组数*　构造运动是多期、震荡型的运动过程。在构造运动过程中，地应力场也是不断地转化的。初期建造过程中垂直地应力 σ_z 为最大主应力 σ_{max}，两个水平地应力 σ_{h_1} 和 σ_{h_2} 分别为最小主应力 σ_{min} 和中间主应力 σ_{mid}。在经历构造应力作用过程中，σ_{h_1}，σ_{h_2} 和 σ_z 逐渐转化为 σ_{max}，σ_{min} 和 σ_{mid}。在经过剥蚀作用过程中，σ_{h_1}，σ_{h_2} 和 σ_z 又由 σ_{max}，σ_{min} 和 σ_{mid} 逐渐转化为 σ_{max}，σ_{mid} 和 σ_{min}。另一方面，在岩石形成早期，岩体强度较低，在不太高的地应力条件下即可形成剖面"×"，经过构造作用时又形成层面棋盘格式节理。如果成岩以后岩石强度较高，后期地应力差较小，则不形成新的节理，在现状岩体中仍保留层面棋盘格式节理组合型式。如果成岩以后岩石强度较低(如粘土岩)或地应力差较大时则完全有可能形成新的节理。这时形成的节理就不一定以层面为参照平面，它将以当时的三个主应力产状，特别是以 σ_{max}-σ_{min} 位置平面为参照平面形成新的"×"节理。但是，其地应力状态必须具备式(1.2)的条件。因此，在经历多次强烈构造运动的地区节理可以在全方位多组出现。图 1.3.7a 为祁连山北麓金川露天矿中所见，中厚层大理岩内节理分布情况。图 1.3.7b 资料表明，金川中厚层大理岩中节理具有全方位分布特点，而频率最大者有六组，这种情况在金川露天矿的花岗岩中亦存在。愈古老的花岗岩中节理组数愈多，愈新则愈少。如燕山期花岗岩中一般只有三组节理，而金沙江桐子林晋宁期花岗岩体中节理极为密集，且多组切割(照片 1.3.6)。值得注意的是，发育有多组节理的板岩(照片 1.3.7)、大理岩等较软弱岩体中，被节理切割的岩块还是比较完整的；而发育有多组节理的花岗岩等比较坚硬的岩体中被节理切割的岩块一般比较破碎，而且具有压碎岩或糜棱化特征(照片 1.3.8)。

构造应力场在不断地变动，在这种变动过程中，有的可形成新的节理，有的则不能，有的可在全方位形成，有的则以层面为 σ_{max}-σ_{min} 参考面内形成，照片 1.3.7 便是一例。在这种情况下，垂直于层面的地应力为中间主应力 σ_{mid}，这是一种常见的情况。

成岩后的岩体已经变得坚硬，要形成新的节理必须具备图 1.3.8 的条件。即在 σ_1，σ_3 地应力场条件下能否形成新节理，不仅受地应力场控制，而且受岩石强度 τ_b 和结构面强度 τ_j 控制。如图 1.3.8 所示，当结构面与 σ_3 方向的夹角 α 小于 α_1 或大于 α_1 时，则出现结构面滑动，而不产生新的节理；如果 α 小于 α_1，大于 α_2，则将形成新的结构面。显然，形成新节理的必需条件是

$$\beta \geq \alpha_2 - \alpha_1 \tag{1.3}$$

式中 β 为新生节理面与已有节理面的交角。可能形成的节理组数 n 为

$$n = \frac{\pi}{\beta} = \frac{\pi}{\alpha_2 - \alpha_1} \tag{1.4}$$

下面我们来讨论 β 角的大小问题。

已知：岩石抗剪强度为

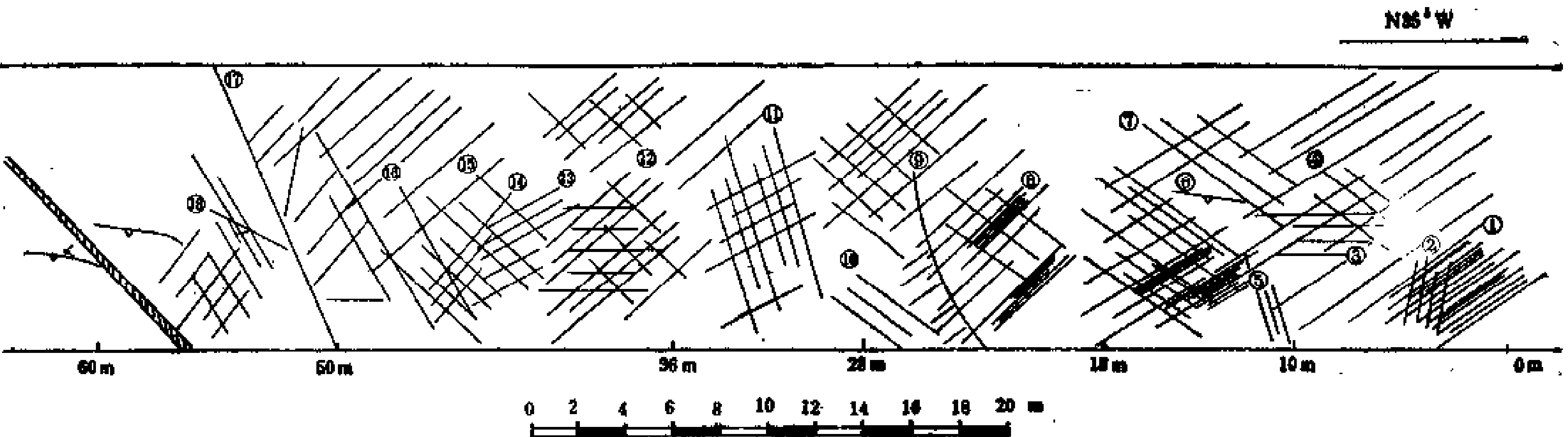
$$\tau_b = \sigma_n \operatorname{tg} \phi_b + C_b$$

结构面抗剪强度为

$$\tau_j = \sigma_n \operatorname{tg} \phi_j + C_j$$

如图 1.3.8 所示，σ_1 为最大主应力；σ_3 为最小主应力，令

$$\sigma_m = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3) \tag{1.5}$$



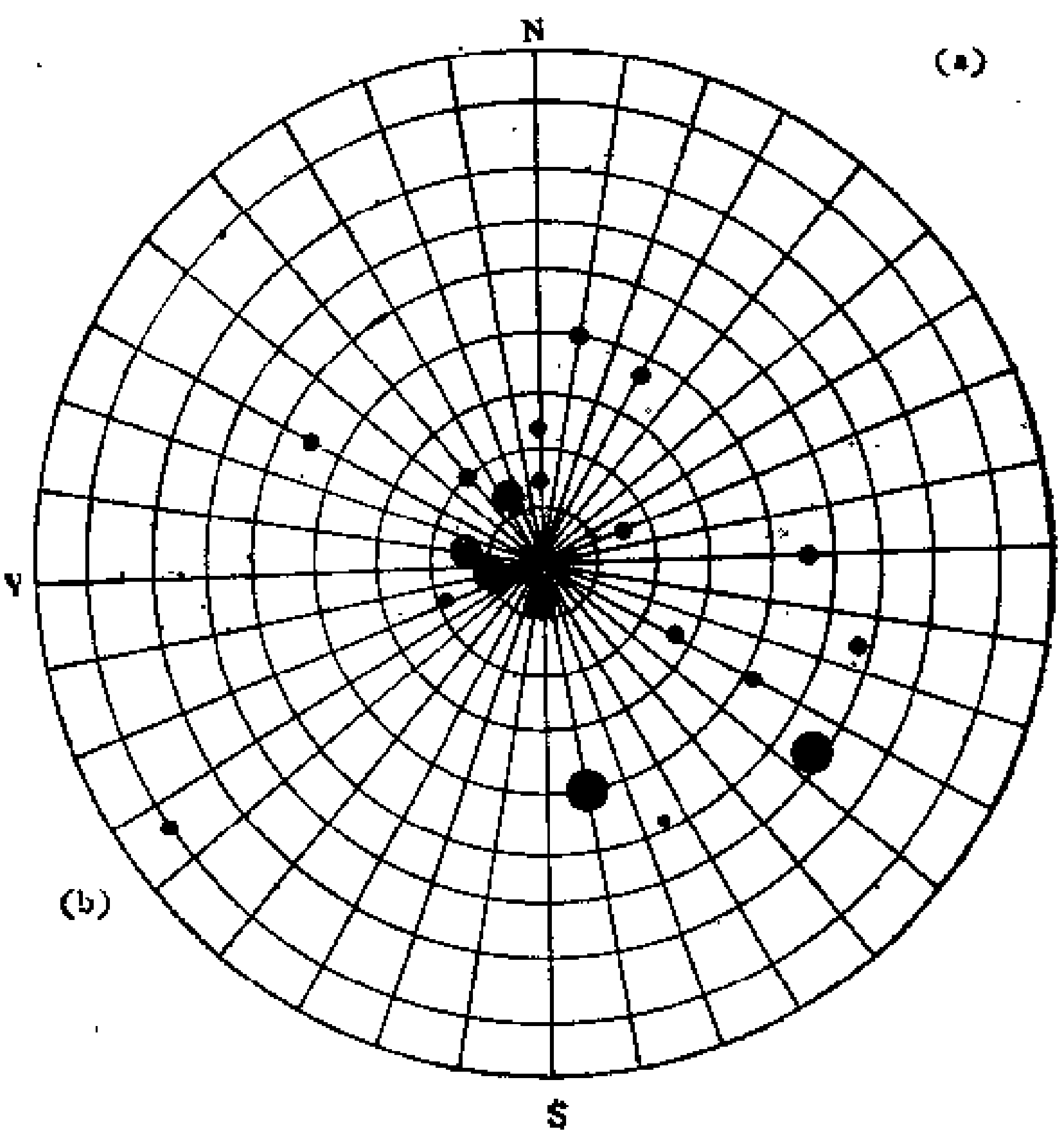
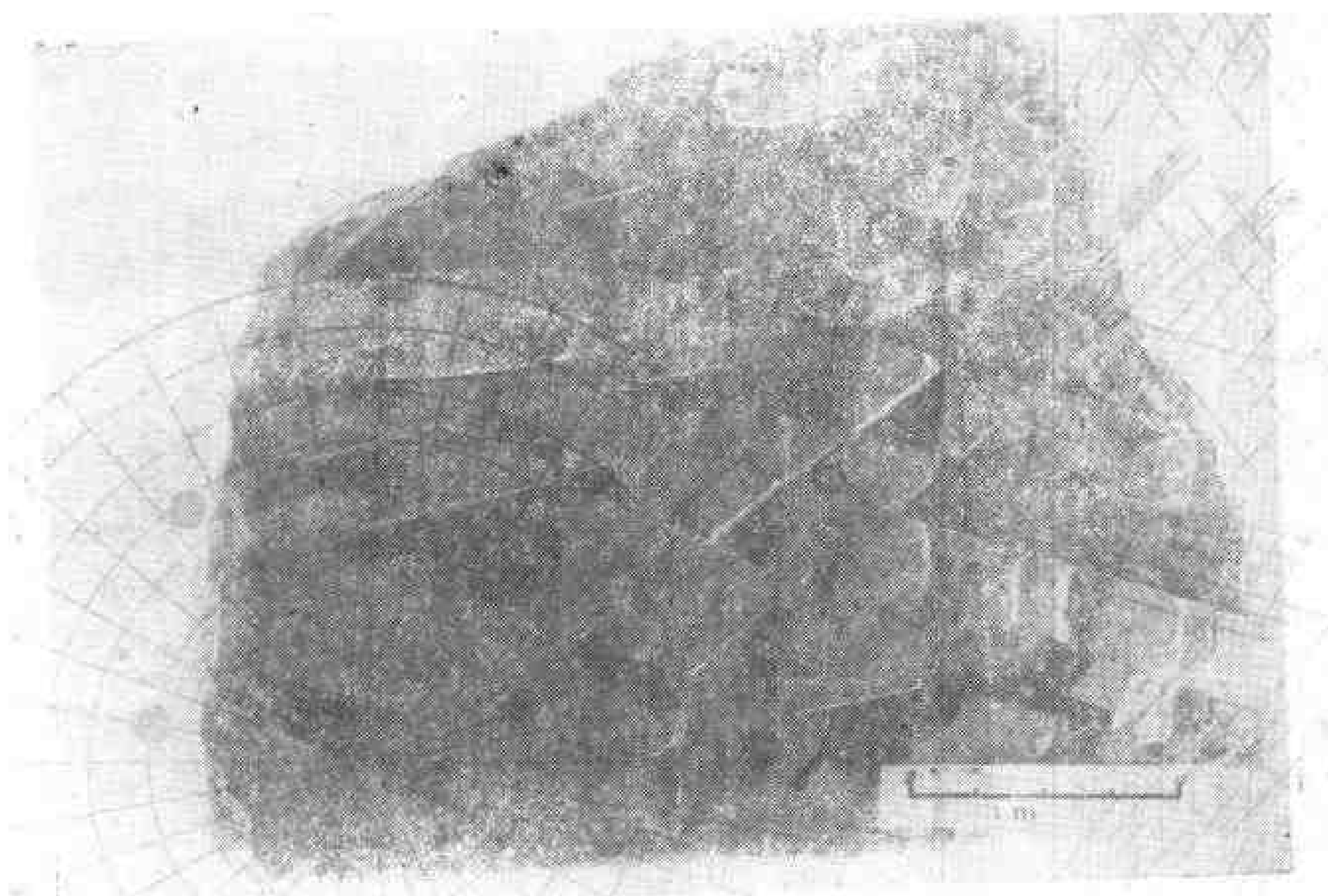


图 1.3.7 金川中厚层大理岩节理[1)]
a.平面分布；b.节理极点图

1) 许兵等金川露天矿边坡稳定性研究，1978。



照片 1.3.6 桐子林花岗岩中节理



照片 1.3.7 板岩中节理[1)]



照片 1.3.8 桐子林花岗岩压碎岩特征

1) 钟嘉佑同志赠送。

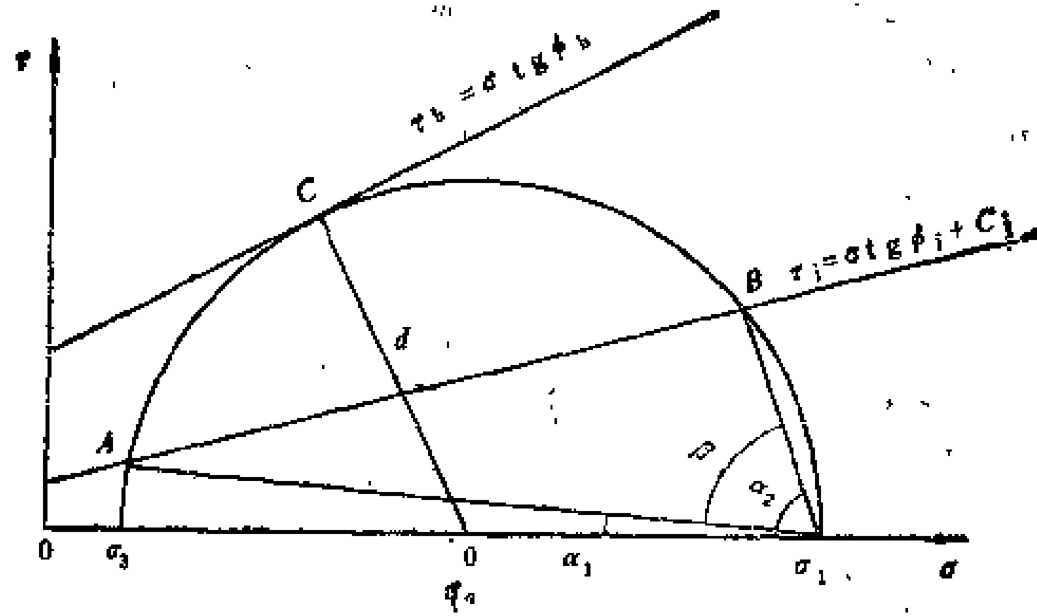


图 1.3.8 新生节理形成条件

$$\tau_m = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \tag{1.6}$$

由图 1.3.8 可知，岩石抗剪强度莫尔圆特征半径 d 为

$$d = \sigma_m \sin\phi_b + C_b \cos\phi_b$$

而 $d = \sigma_1 - \sigma_m$，所以

$$\sigma_m = \frac{\sigma_1 - C_b \cos\phi_b}{1 + \sin\phi_b} \tag{1.7}$$

当 σ_1 和 σ_3 一定时，岩石抗剪强度莫尔圆方程可写为

$$(\sigma_n - \sigma_m)^2 + \tau^2 = (\sigma_1 - \sigma_m)^2 \tag{1.8}$$

而结构面抗剪强度方程为

$$\tau = \sigma_n \mathrm{tg}\,\phi_j + C_j \tag{1.9}$$

解式 (1.8) 和 (1.9) 得

$$\sigma_A = \frac{-(\sigma_m - C_j \mathrm{tg}\,\phi_j) - \sqrt{(C_j \mathrm{tg}\,\phi_j - \sigma_m)^2 - (1 + \mathrm{tg}^2\phi_j)[\sigma_m^2 - C_j^2 - (\sigma_1 - \sigma_m)^2]}}{1 + \mathrm{tg}^2\phi_j} \tag{1.10}$$

$$\sigma_B = \frac{-(\sigma_m - C_j \mathrm{tg}\,\phi_j) + \sqrt{(C_j \mathrm{tg}\,\phi_j - \sigma_m)^2 - (1 + \mathrm{tg}^2\phi_j)[\sigma_m^2 - C_j^2 - (\sigma_1 - \sigma_m)^2]}}{1 + \mathrm{tg}^2\phi_j} \tag{1.11}$$

$$\alpha_1 = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\tau_A}{\sigma_1 - \sigma_A} \tag{1.12}$$

$$\alpha_2 = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\tau_B}{\sigma_1 - \sigma_B} \tag{1.13}$$

式中

$$\tau_A = \sigma_A \mathrm{tg}\,\phi_j + C_j$$
$$\tau_B = \sigma_B \mathrm{tg}\,\phi_j + C_j$$

将式 (1.12) 及 (1.13) 代入式 (1.4) 便可估算可能形成的结构面组数的最大值。上述结果亦可由图 1.3.8 用图解法极简单求得。由图 1.3.8 可清楚地看出，结构面强度与岩石强

度相差越大，可能形成的结构面组数越少。反之，可能形成的结构面组数越多。当参数一定时，岩体内可能存在的节理组数的最大值是有限的。

（4）*节理形成的破裂机理*　从宏观来说，节理是在均匀的剪应力场内形成的（图 1.3.9）。应当指出，剪应力场内形成的节理并不一定都是剪破坏形成的。下面几个资料十分有意义。

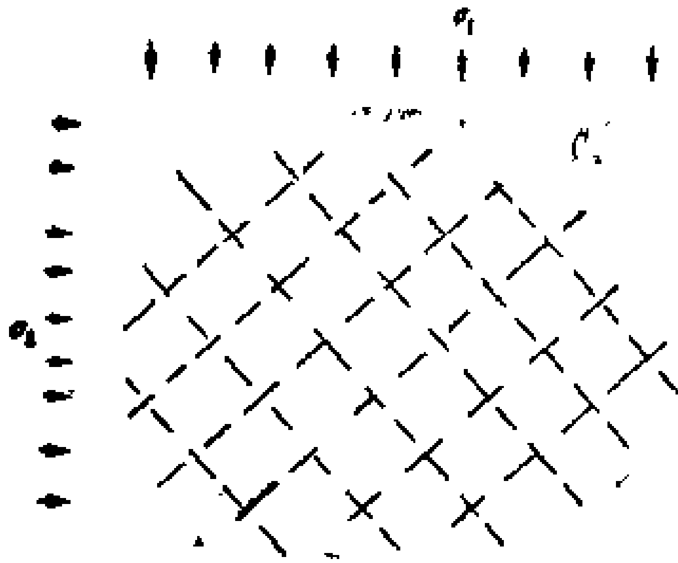


图 1.3.9　节理形成的力学条件

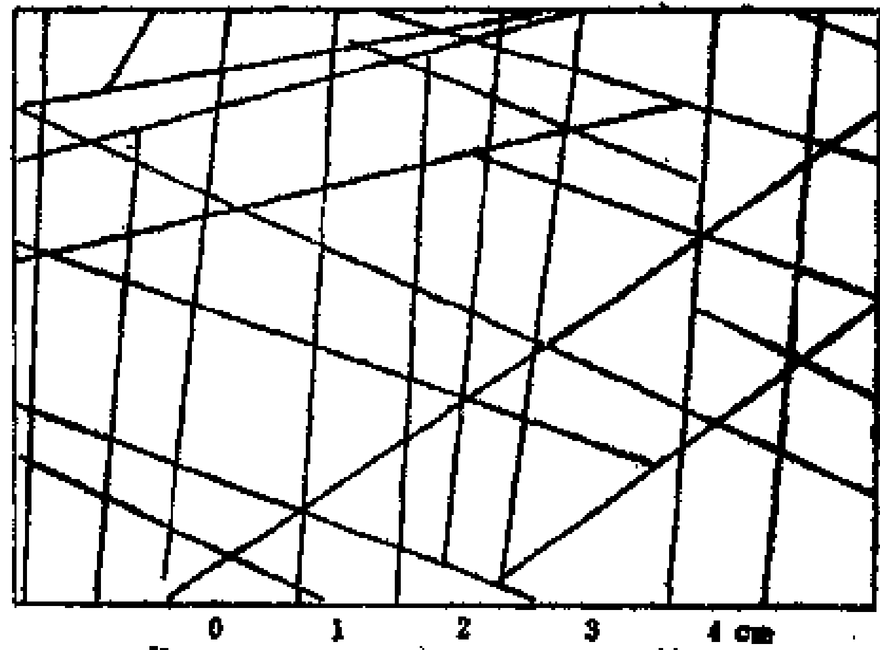


图 1.3.10　照片 1.3.7 的部分素描

1）图 1.3.10 为照片 1.3.7 的部分素描，该资料表明板岩内节理面是平直的，这是一种典型的剪破坏特征。

2）图 1.3.11 为照片 1.3.3 的灰岩内节理面特征。节理面呈小台阶状，且弯曲不直，为偏塑性的剪张破裂。

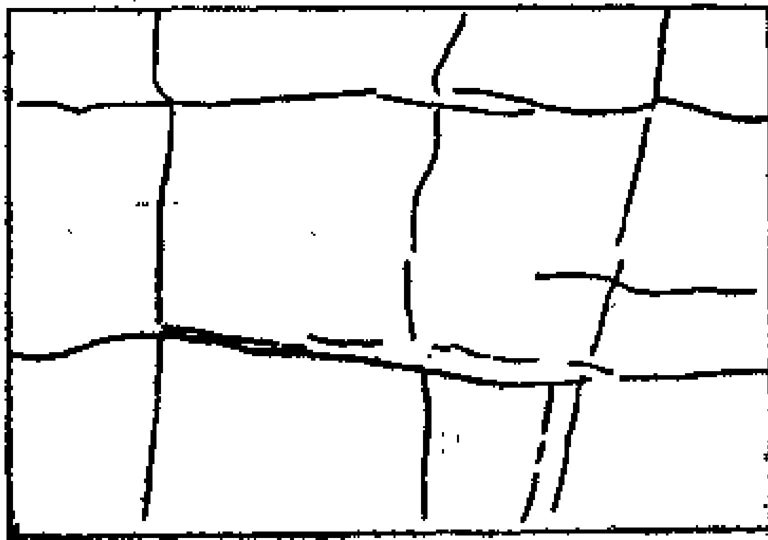


图 1.3.11　照片1.3.3的素描

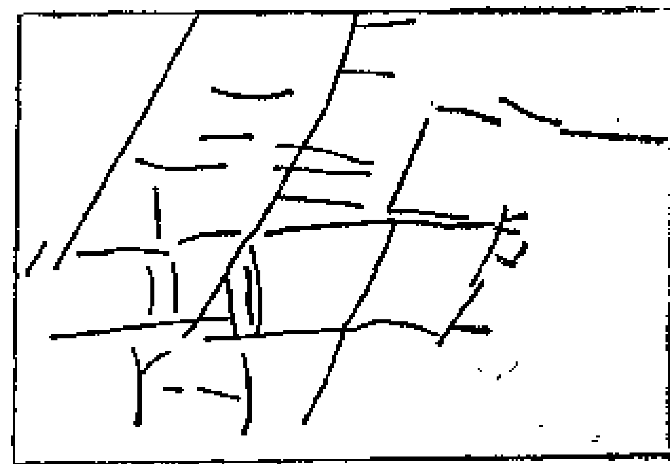


图 1.3.12　正长岩节理素描

3）图 1.3.12 为正长岩内节理照片素描，这张图表明，正长岩内节理面有的平直，有的为台阶状，且略弯曲，具有剪张破裂特征。

4）图 1.3.13 为周口店奥陶系白云岩内雁行式排列的裂口，该破裂属于一种特殊构造，即剪张破裂。

上列现象可归纳为图 1.3.14 所示的系列特征。为了认识这个现象的本质，下面提供三个典型的试验资料。

照片 1.3.4 为 $\sigma_3 = 40\text{MPa}$，$\sigma_1 = 220\text{MPa}$ 高围压条件下大理岩的破裂特征。资料表明，在 40MPa 高围压条件下，大理岩已处于全塑性状态（实际上属于糜棱化状态），其破裂

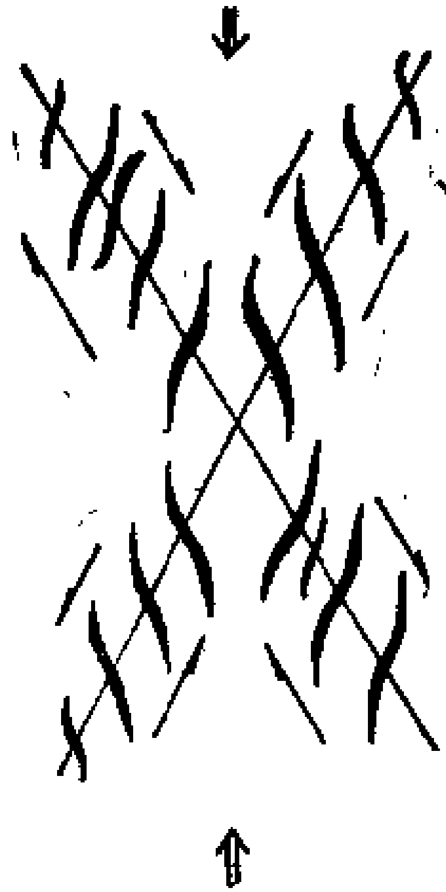


图 1.3.13　北京周口店白云岩张裂口

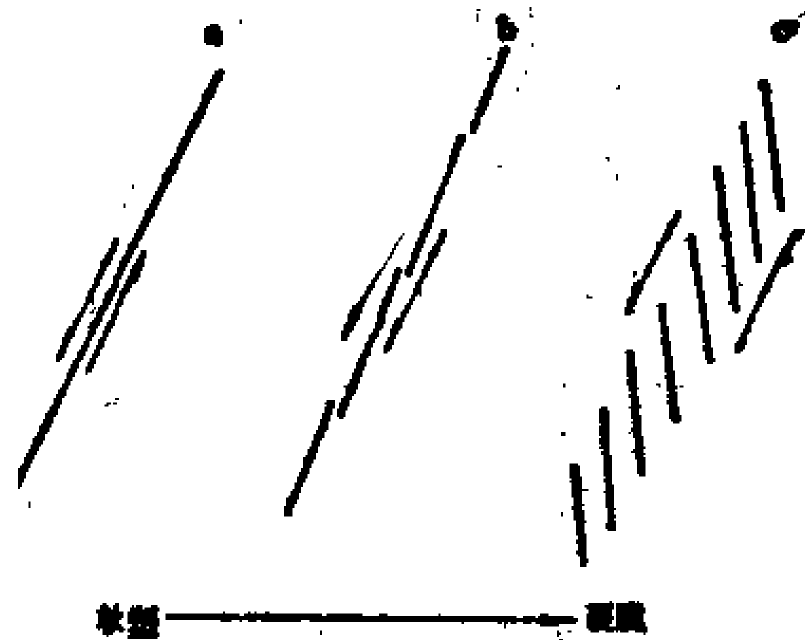


图 1.3.14　节理形成的破裂机理
a. 剪破坏；b. 剪张节理；c. 破劈理

呈典型的"×"破裂，节理面平直、贯通、且具有等距性。

照片 1.3.9 为 $\sigma_3 = 30$MPa，$\sigma_1 = 200$MPa 高围压条件下片麻状花岗岩破裂特征。主破裂面呈断裂状，具小台阶状，且面微呈弯曲。

照片 1.3.10 为单轴压作用下，细粒硬砂岩破裂特征。主破裂面呈现为剪张破裂。



照片 1.3.9　高围压 σ_3 = 200GPa 下片麻状花岗岩破裂特征



照片 1.3.10　单轴压作用下细粒硬砂岩破裂特征

这三张图片启示我们，节理面由平直、弯折到剪张裂口系不同状态下岩石呈现的破裂特征。

上述表明，节理面由于其形成时破裂机制不同，其形态各不一致，有的平直，有的弯曲，有的呈台阶状，这一特征对认识节理的力学性质十分重要。

5. 断层的若干规律

节理是小变形条件下的岩石破裂。在大变形，特别是经过位置错动条件下形成的切割岩层的破裂称为断层。

断层按其运动方向与岩层产状的关系可分为正断层、逆断层、逆掩断层、平移断层、斜向移断层等。按其与褶皱构造关系，断层又可分为纵断层、横断层及斜断层等。按力学作用特征，李四光教授（1963）将断层分为压性断层、张性断层、扭性断层、压扭性断层、张扭性断层等。关于这些分类和地质成因在构造地质书上已有许多讨论。下面仅就构造地质书上很少讨论的，而在岩体力学研究中又很重要的问题作一些补充性论述。

（1）*断层带宽度*　断层带宽度是认识断层带的力学效应的十分重要的因素之一。断层带宽度特征表现在三个方面，即断层破碎带宽度，断层影响带宽度和断层交汇带宽度。

断层破碎带宽度大小及变化幅度与断层成因类型、地应力强度及岩性密切相关。如图 1.3.15 所示，扭性断层破碎带宽度变化最小，其变化幅度大多为 2—3；压扭性次之，大多为 2—5；张性断层破碎带宽度变化最大，其变化幅度大多为 6。断层带宽的（如大于 1m）变化幅度小，而断层带窄的（如小于 10cm）变化幅度大。从岩性影响来说，在坚硬均质的岩体内变化幅度小，软硬互层的岩体内变化幅度大。

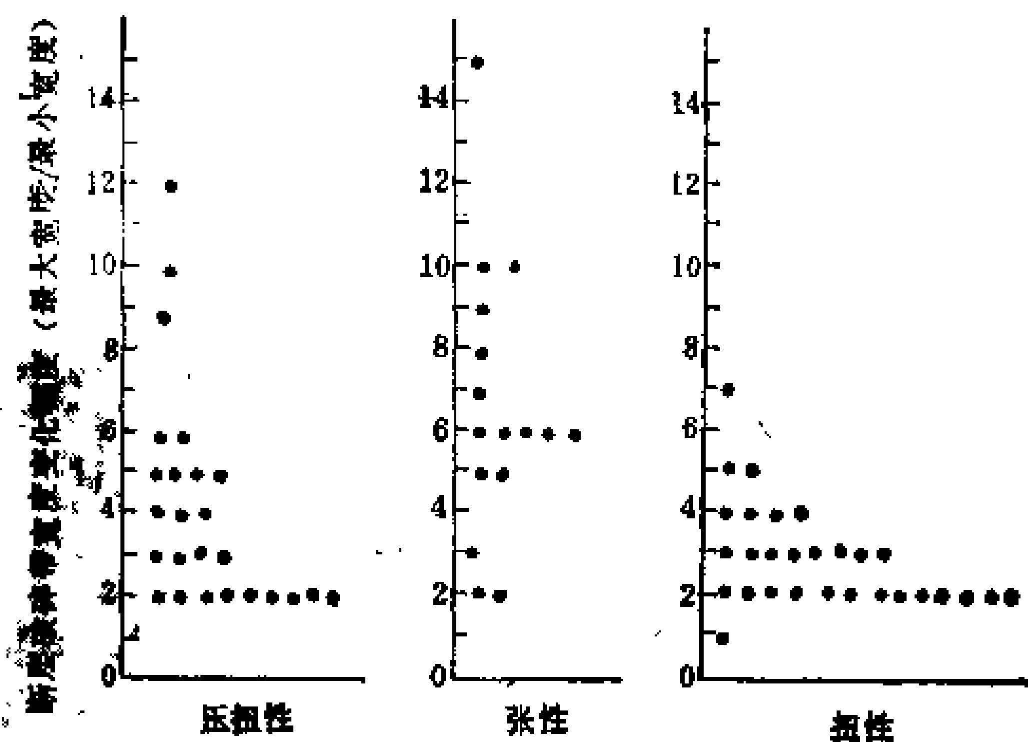


图 1.3.15　断层破碎带宽度变化幅度统计

断层影响带宽度同样与断层成因类型、地应力强度及岩性有关。一般就其绝对值来说，断层破碎带宽的，其影响带亦宽。就其变化幅度来说，扭性最小，张性次之，压性最大。根据部分资料统计，扭性为 1—3，张性为 2—4，压性可达 2—8。从岩性来说，通过软硬相间的岩体时影响带大，坚硬均一的岩体内小。此外，上盘影响带宽度多数较下盘大。

断层交汇带宽度具有十分重要的意义，工程出事故大多与这种地段有关。断层交汇带宽度大体上存在如下特性：①近正交的交汇带宽度小，斜交的大；②同序次相交的交汇带宽度大，不同序次的影响小；③岩性均一时影响小，软硬相间时交汇带大。

（2）*断层带的结构*　断层带由两部分组成：1）断层破碎带；2）断层影响带。

① 断层破碎带

在断层错动作用下，被错断和错碎的岩石揉错成碎屑，其中粗碎屑称为断层角砾，而细粒部分称为糜棱岩。糜棱岩风化后称为断层泥(图 1.3.16)。

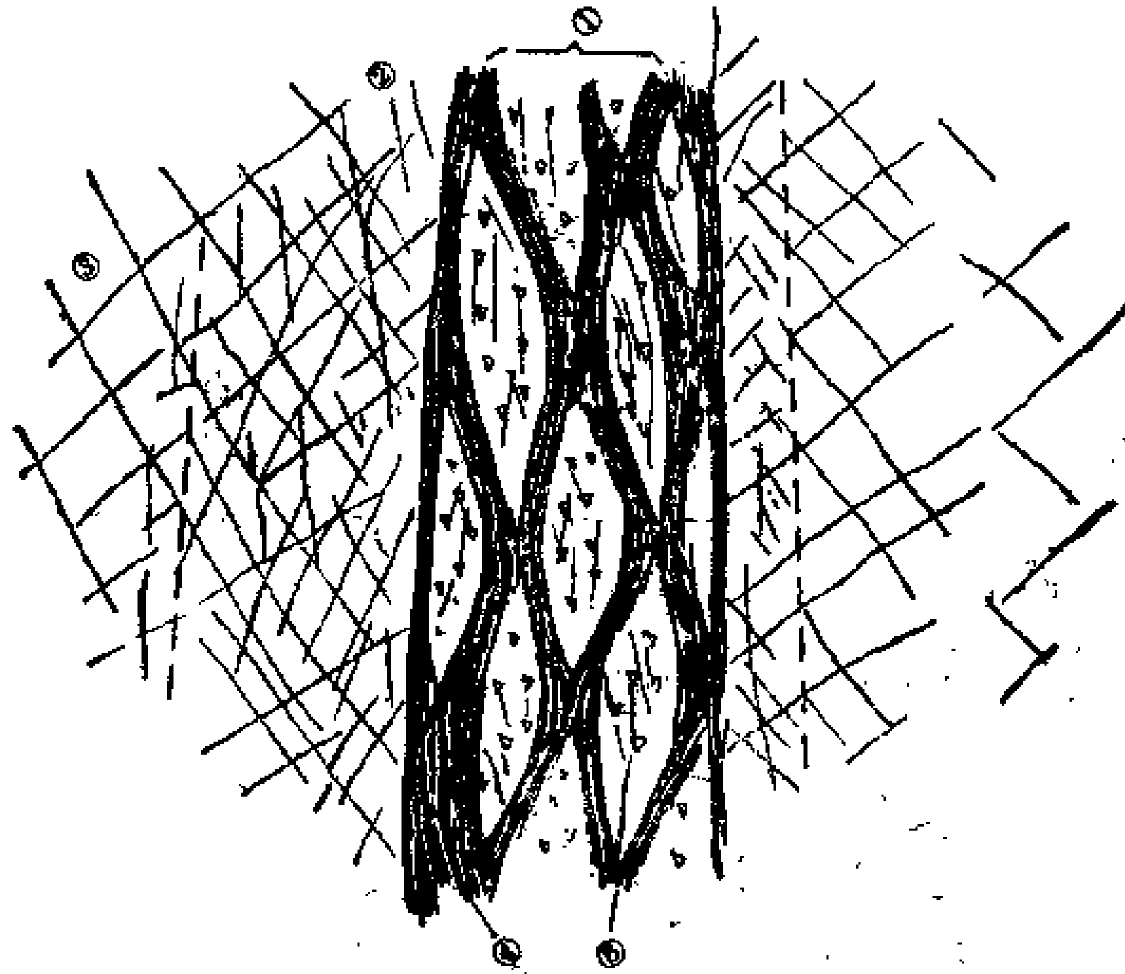


图 1.3.16 压性断层带地质结构示意图
①断层破碎带；②压碎岩带；③碎块岩带；④断层泥；⑤断层角砾组成的扁豆体

② 断层影响带

如果岩体发育在坚硬岩体中，在断层错动作用下，其上、下盘岩石中节理更加发育，岩体破碎程度更大。靠近断层面附近的岩体不仅节理发育，而且岩石亦被压碎，故又称为压碎岩带。压碎岩带厚度可由几十厘米至几米到几十米。再往外，由于节理发育，岩石呈碎块状，故又称为碎块岩带。碎块岩带的岩块是完整的，很少被压碎。碎块岩带与压碎岩带的区别在于，作为结构体的岩块破碎程度，碎块岩带内的结构体为完整的，而压碎岩带内的结构体为压碎的。压碎岩带与断层破碎带的区别在于压碎岩带还保存节理、劈理切割的结构，而断层破碎带由于遭受过断层错动的作用，结构体已产生过滚动，结构面已成无序状分布。

断层影响带宽度与岩性关系极大。坚硬岩体内断层影响带宽度宽。如果断层发育在灰岩、大理岩、页岩、板岩等岩体内时，断层影响带宽度比较窄，甚至辨认不出来(图 1.3.17)。

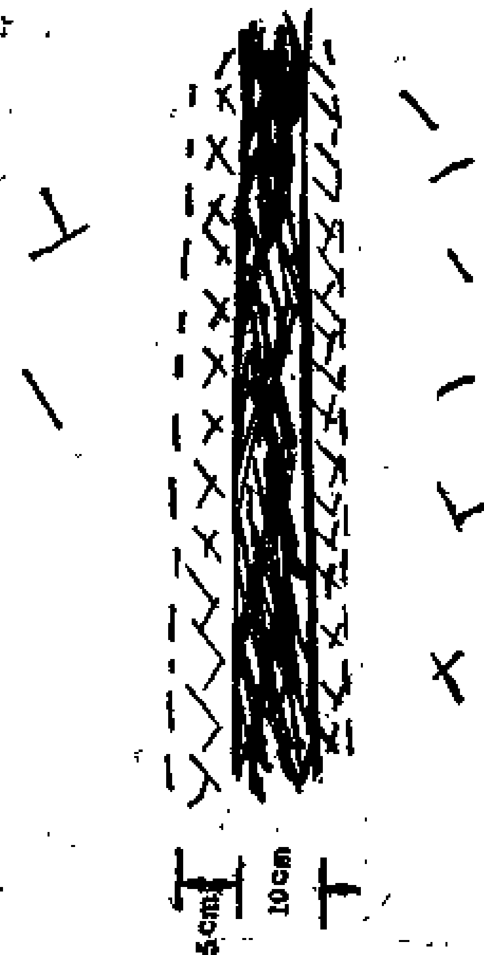


图 1.3.17 板岩内断层影响带宽度

断层带的结构不仅与岩性有关，而且与断层的力学成因有关。如扭性断层的断层影响带宽度小；压性断层的断层影响带宽度大，且断层破碎带内常呈扁豆体(图 1.3.16)、

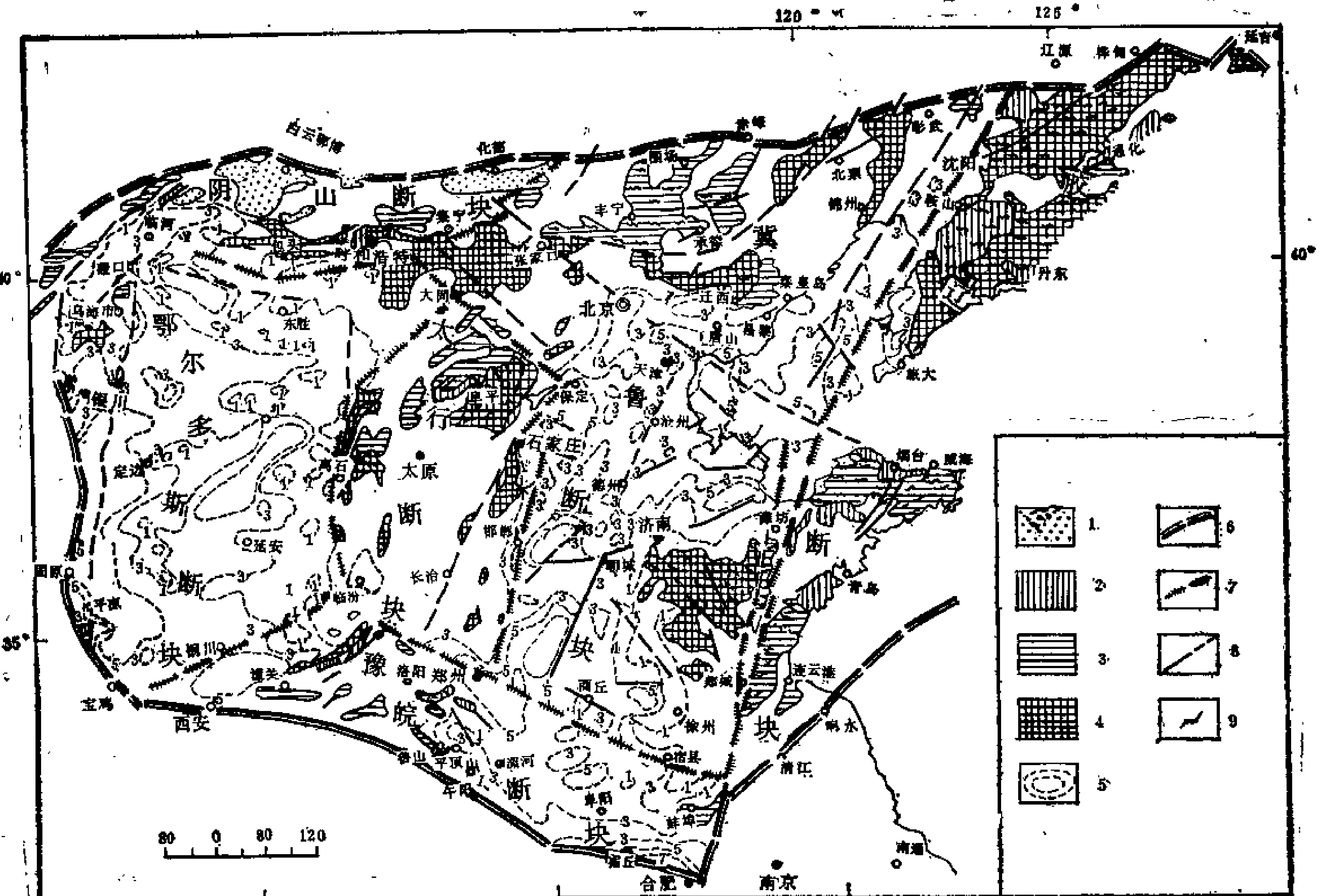


图 1.3.18　华北断块区构造纲要图

1.顶部构造层(中元古界中部)：渣尔泰群、白云鄂博群；2.上部构造层(中元古界下部)：滹沱群、甘陶河群、中条群、嵩山群、粉子山群、马家店群、辽河群(辽南包括部分宽甸群；3.中部构造层(下元古界)：五台群、赞皇群、绛县群、登封群、太华群、胶东群、二道洼群、宽甸群；4.下部构造层(太古界)：桑干群、泰山群、阜平群、涞水群、龙泉关群、乌拉山群、集宁群、鞍山群(辽南包括部分宽甸群，吉林包括部分集安群)；5.结晶基底埋藏深度(km)；6.华北断块区边界断裂(带)；7.断块边界断裂带；8.重要基底断裂(带)；9.片理方向

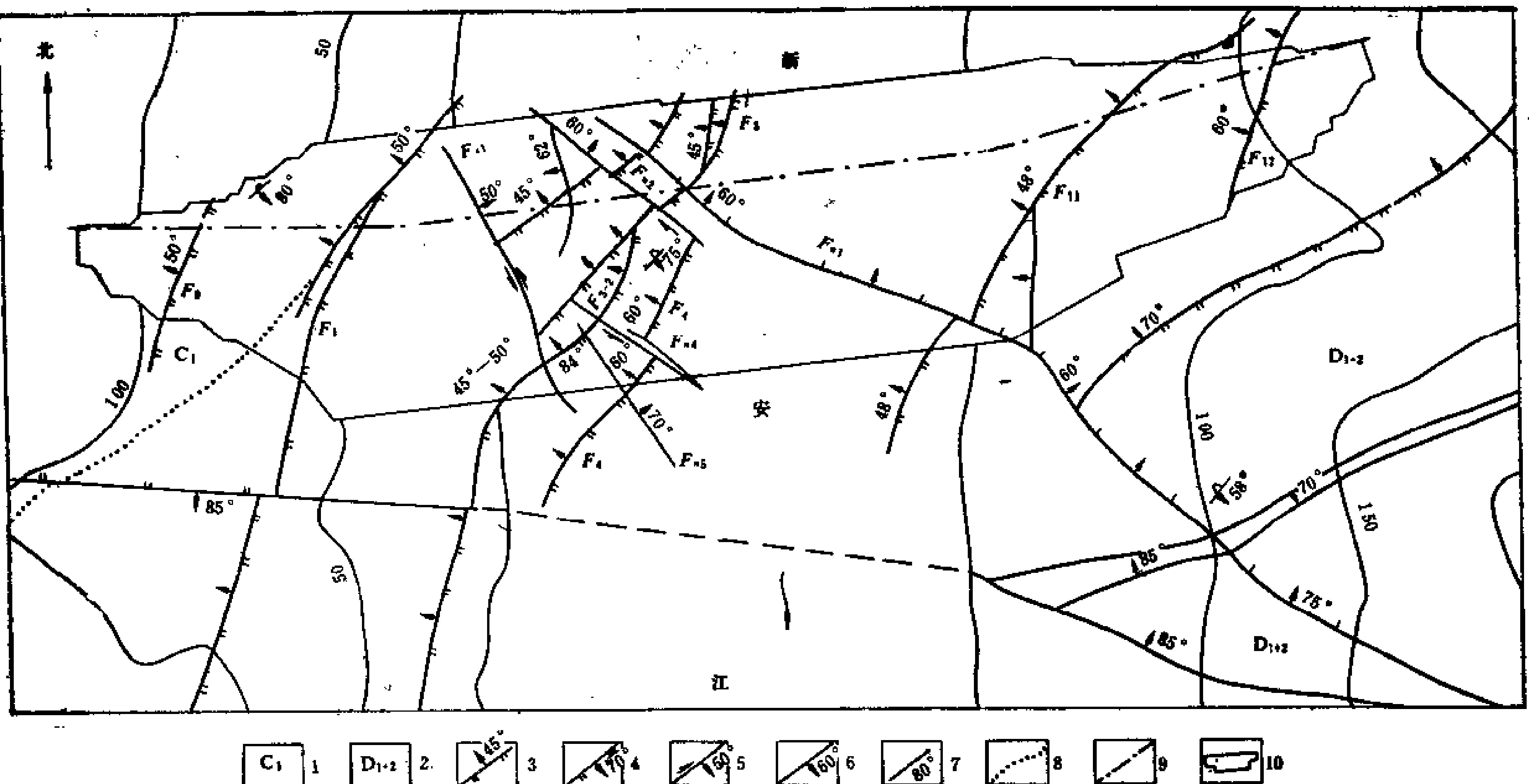


图 1.3.19　新安江坝基断层分布图

1. 下石炭统；2. 下、中泥盆统；3. 逆断层；4. 正断层；5. 平移断层；6. 未定类型断层；7. 倒转岩层产状；8. 岩层界线；9. 坝轴线；10. 坝基轮廓线

假起伏特征。

(3) **断层带展布特征**　在小比例尺的地质图上，常把断层划成简单的线型构造。实际上，并不是这样。以大比例尺实际测绘为例，它无论在平面上还是在剖面上都是起伏多变的，断层面是起伏弯曲的，断层带厚薄不等。以断层面形态为例，在平面分布上呈现为波状舒展、锯齿状排列，平直的比较少见；在剖面上有的呈现为弯曲起伏，有的呈现为上陡下缓，有的呈现为断错追踪(一段为断层，一段追踪弱面错动)，真正平直的比较少见。换句话说，断层面的基本特征为弯曲起伏的，简单地把断层看成是平直的是不符合实际的。

断层带展布的另一特征表现为断层带厚度的变化，这也是断层力学效应研究中的重要部分。前一节讨论了断层带结构，但并不是每一条断层的断层带结构在空间展布上都是一样的，实际是变化的。它在空间展布的变化特征极大程度上与其形成的力学属性有关。如压性断层带在空间展布上常呈透镜体或扁豆体状，厚薄变化很大；扭性断层带厚度变化比较小，多呈舒展渐变；而张性断层带更是多变，有时很厚，有时薄至缺失。在岩体力学研究中，必须充分研究这些特征。

(4) **断层组数**　在一个区域内，断层和节理一样，可以有许多组。但在一个小区域内或一个点上，大量实测资料表明，很少见到三条断层汇交于一点，最常见的为两条共交(图 1.3.18 及 1.3.19)。这种现象是由断层带的力学性质与围岩岩体强度相差太大所控制。如图 1.3.20 所示，围岩岩体抗剪强度 $\tau_b = \sigma_n \mathrm{tg}40^\circ + 10\mathrm{MPa}$，断层带抗剪强度 $\tau_f = \sigma_n \mathrm{tg}10^\circ + 0.1\mathrm{MPa}$。当断层破碎带较厚时，断层带强度全部受断层破碎带物质强度控制，不论地应力状态如何，都不可能产生多于两组的断层，只能沿老断层复活。断层破碎带较薄或分布不均时，断层破碎带物质强度不能全部控制断层带强度，即存在爬坡角力学效应时，在高地应力差条件下，可能产生新生断层。而当围岩岩石强度越低，地应力的最大主应力与断层面交角越小时，形成新生断层的可能性越大。这就决定了在比较坚硬的岩体内，在一个点上很难形成两组以上的断层，即在已经形成两组断层的地区很难形成新的第三组断层，这就是断层发育组数有限性的限制条件。

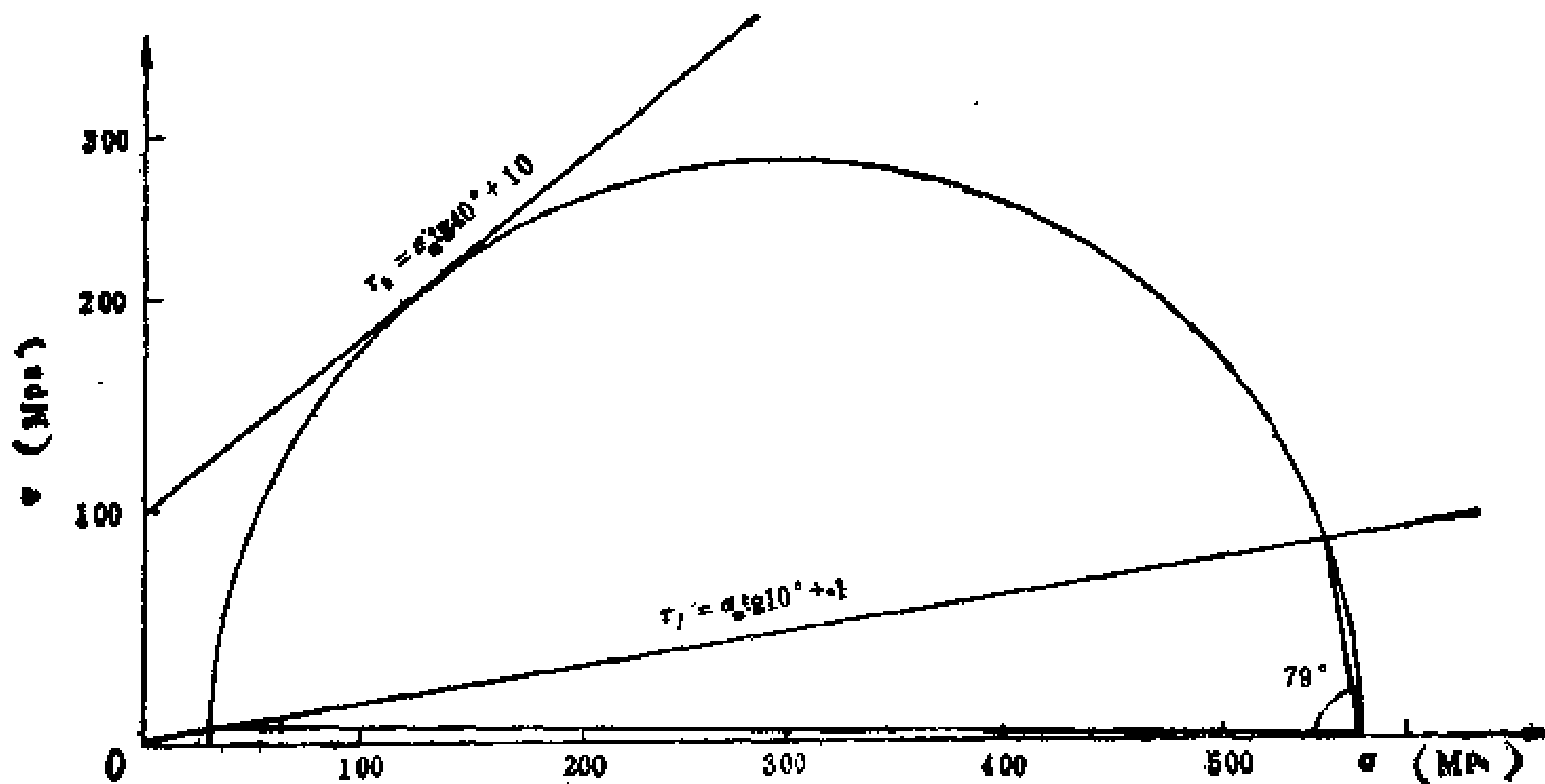


图 1.3.20　岩体剪破裂条件图解

6. 层间错动

层间错动是地质构造运动中极为重要的一种作用，没有这种作用岩层褶曲不可能形成。褶曲的层状岩体中普遍存在着层间错动，而岩浆岩等块状岩体内由于褶曲的需要也广泛发育有似层间错动。似层间错动多数是沿地质体内一组原生节理而发育的。

如图 1.3.21 所示，层间错动是在岩层褶皱过程中伴生层间滑动作用而产生的。岩层经受褶皱作用是普遍的，只不过有的轻微，有的剧烈而已。岩层经受褶皱越剧烈，层间错动越发育。在层状岩体内，层间错动普遍存在(照片 1.3.2)。

顾名思义，层间错动不切断岩层，而是发育在层面或软弱夹层内，且多发育在软硬相间岩体中的软弱夹层内。有的连续延展，有的断续发育。

多数层间错动形成的次生软弱夹层在地貌上呈现为陡坎台阶(图 1.3.22)。许多层间次生软弱夹层在露头上呈现为坚硬岩石，特别是灰岩地区更是如此。这是由次生软弱夹层物质暴露在地表，岩体脱水，夹层物质形成硬性联结所致。如果开挖探洞探查时，就可发现在岩体内部则为软弱泥化类层，这一经验值得重视。

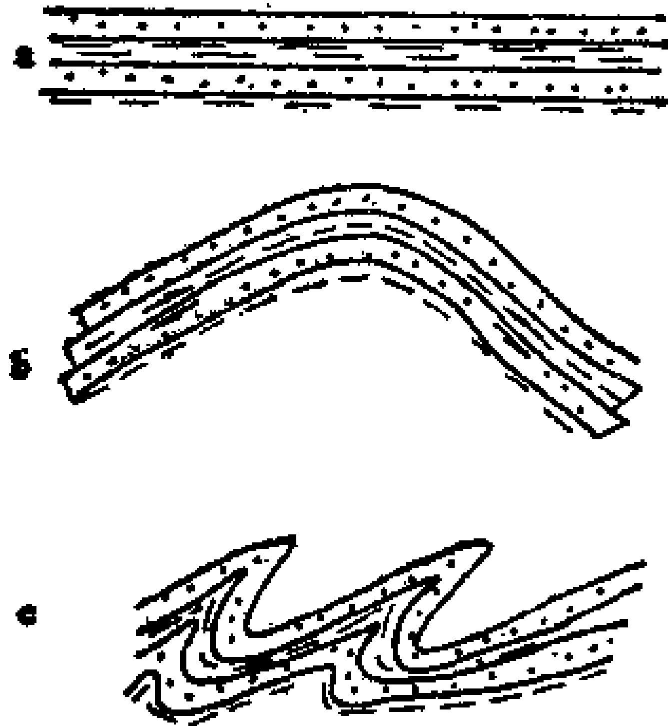


图 1.3.21 层间错动的形成机理
a.原始地层；b.褶皱引起的层间错动；c.剧烈褶皱，层间错动亦剧烈

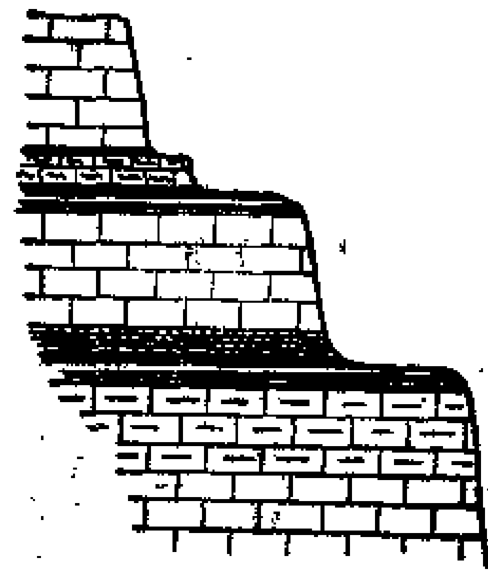


图 1.3.22 存在有软弱结构面岩体形成的地质特征

层间错动在构造地质研究中是不被重视的，而在工程地质及岩体力学研究中是极其重要的，因为它是一种极为普遍存在的软弱结构面。这种软弱结构面内夹层厚度一般不大，常为几毫米、几厘米至几十厘米。图 1.3.23 和 1.3.24 为葛州坝及广西红水河上大腾峡坝址的层间错动形成的软弱夹层地质结构。这两份资料尽管不是出自于同一个人之手，但他们提供了一个很好的层间错动带的地质结构模型及形成机制的力学模型。这个模型表明，层间错动带由三部分组成：

(1) 破劈理带(图中节理带)；

(2) 糜棱化劈理带(鳞片状劈理带)；

(3) 泥化带(主滑动面)。

这种结构是多次往复层间错动作用的结果，其机理可以用图 1.3.25 来说明。假如原始

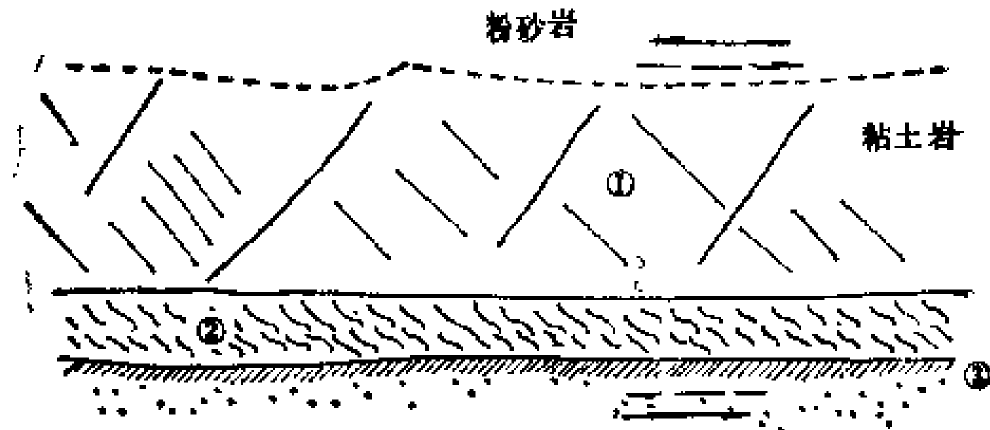


图 1.3.23 葛州坝227夹层地质结构[1)]

①节理带；②鳞片状劈理带；③磨光面泥化带

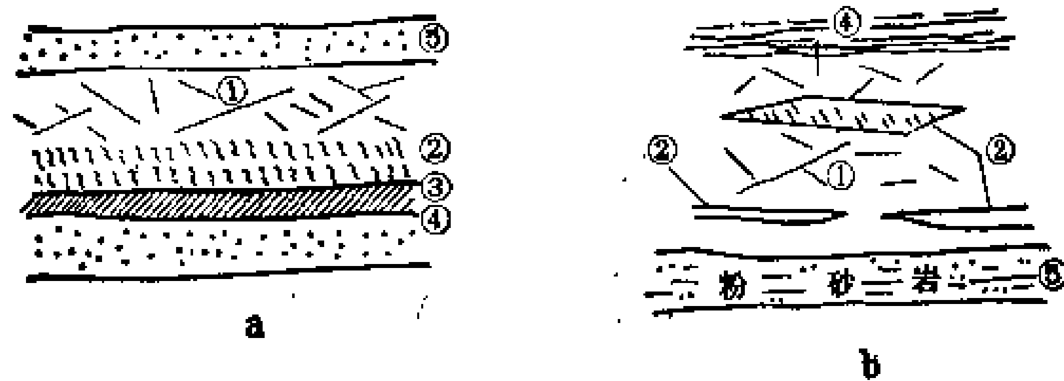


图 1.3.24 广西大腾峡坝区泥化夹层地质结构[2)]

(a) 304-7 号夹泥结构；(b) 501-10 号夹层结构。

① 节理带；② 糜棱化劈理带（鳞片状）；③ 泥化带（主滑动面）；④泥化镜面上有擦痕；⑤粉砂岩

岩体为坚硬岩层中间夹有一层软弱夹层（图 1.3.25 a），在剪切作用下首先形成破劈理（图 1.3.25b）。破劈理倾斜方向与剪力作用方向一致，夹角大小与层面间夹层岩石的塑性度有关。塑性度越大，夹角越小。粘土岩夹层内形成的破劈理夹角可低至几度至十几度。粉砂岩内形成破劈理夹角可高达 30°—40°。构造运动大多为震荡式的，在反向的剪力作用下又可形成如图 1.3.25c 中所示的反向破劈理。早先形成的一组被错断，而构成不连续、不贯通的叠覆现象，这种现象易被误认为“×”节理，实际上是往复错动的破劈理的叠覆。进而在多次往复剪切作用下劈理带内部分岩石糜棱化，残留透镜体等现象，形成主滑动带或主滑动面，这种主滑动面带可由不同方向擦痕带构成。

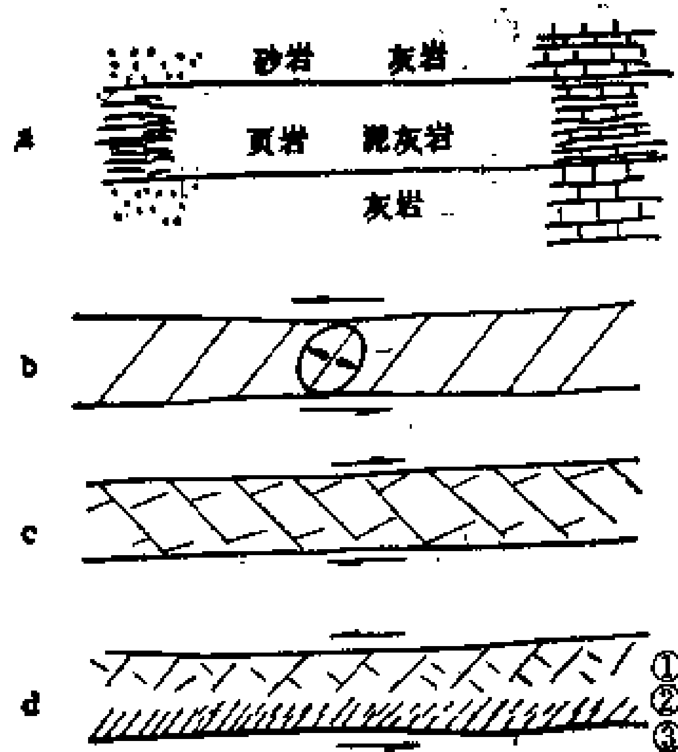


图 1.3.25 层间错动形成过程示意图

a.原始岩层；b. 一次错动形成的破劈理；c. 第二次反向错动形成的假“×”节理带；d. 多次往复错动形成的层间错动带结构：①破劈理带；②糜棱化-泥化带；③主滑动面

主滑动面一旦形成，以后的错动作用便受其控制，在其附近也不可能再产生新的层间错动面，只能在褶曲所需要的层厚条件控制下，等距性的发育着层间错动带。主滑动面多数发育在上盘的底部，与其连接的则为鳞片状的糜棱化破劈理带。主滑动面及糜棱化破劈理带由于渗透水及风化作用常泥化形成断层泥，这是岩体中强度

1),2) 长春地质学院 30 周年校庆论文集，1982。

最薄弱环节之一，在岩体力学研究中对它要特别注意。

7. 劈　理

节理是在均匀剪应力场作用下形成的，而劈理是在力偶扭动剪力作用下形成的。劈理类型极多，主要有三种：

(1) *流劈理*　亦称板劈理，由细小的绢云母构成。有的是开裂的，有的是弱联结的（如板岩中的板理），属于一种硬性结构面。

(2) *折劈理*　亦称滑劈理，在板岩、千枚岩及片岩中常见，是切过早期流劈理及片理的一组剪切面。折劈理面上矿物具有明显的定向排列，它可以是片状矿物被剪切拖曳到平行折劈理位置的结果，也可以是沿劈理面的重结晶作用生成的新生矿物的定向排列，这也是一种硬性结构面。

(3) *破劈理*　是指岩体中一组密集的平行破裂面，破裂面上无矿物定向排列，其间距可小至几毫米，亦有大至数厘米。破劈理有两种亚类：

1) 纯剪劈理　指处于全塑性状态的岩体在褶皱时由于层间滑动的剪切作用而形成的一组剪裂面，剪裂面与层面相交夹角的锐角指向层面滑动方向（图 1.3.26）。岩石越坚硬，与层面夹角越大，越软与层面夹角越小。因此，比较坚硬的岩石中的这种破劈理在褶皱轴部呈正扇形分布（图 1.3.26），而比较软的岩体中则呈反扇形分布（图 1.3.27）。

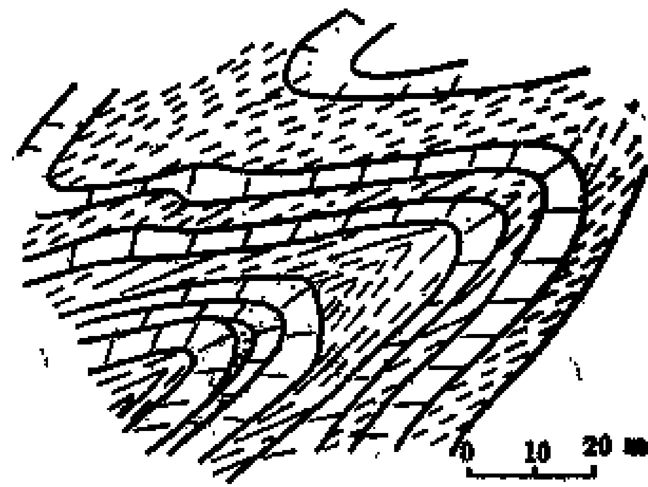
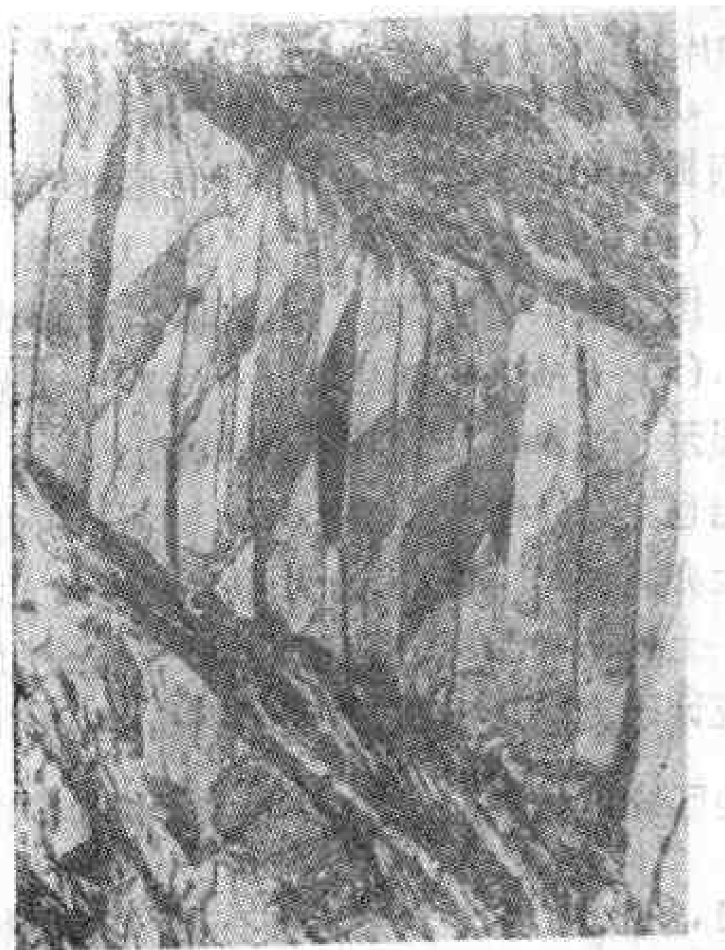


图 1.3.27　反扇形破劈理
（北京孤山口钙质千枚岩中）



图 1.3.26　正扇形破劈理素描
（河南嵩山）



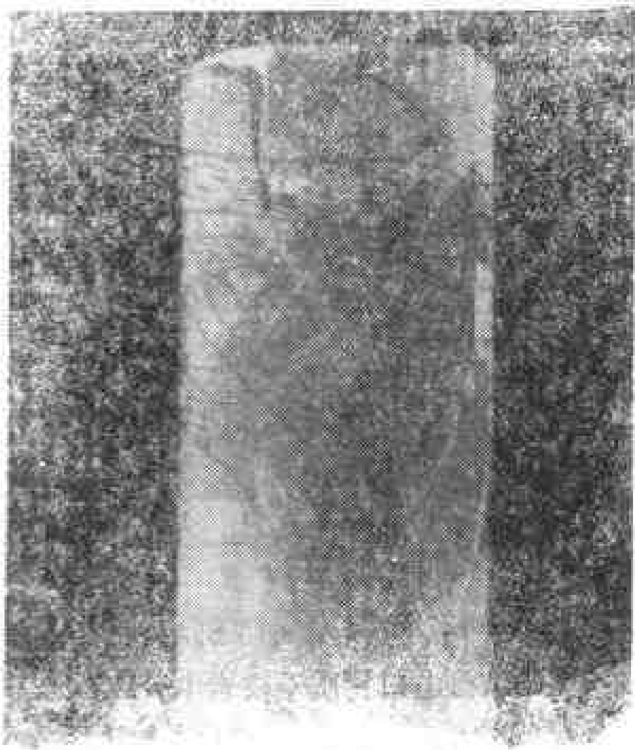
照片 1.3.11　剪张破劈理

2）剪张破劈理　　它是硬脆性岩石在层间错动作用下产生的张破裂形成的（照片1.3.11）。如前所述，在往复的层间错动作用下，可以被错成角砾、碎屑或糜棱岩。在风化作用下，其中粘土成分可转化成泥化物质，而形成泥化夹层，这样就完全失去了破劈理特征。

8. 结构面的等距性

地质作用中有一个十分有意思而又十分重要的现象，这就是破裂面的等距性。说它有意思，是因为小至劈理到大至地壳断裂都具有等距性分布规律。说它重要，是因为它提供给我们研究岩体结构及岩体力学模型的一个重要依据，它可以帮助我们判断和指导寻找隐伏的不同级序的结构面，以及各结构面的力学特性。很有必要专门列一个小题目来讨论。为了加深印象，先罗列一些示例。

(1) *在试验样品上见到的现象*　　照片1.3.10为细砂岩单轴压试验后劈裂情况。我们把注意力放到破裂带上，这个破裂带是在单轴压作用下转化成的剪力作用而形成的剪张破裂带。十分有意思的是剪张破裂将岩石劈成的岩片厚度几乎相等。照片1.3.4为大理岩在高围压下受轴向压而形成的剪破裂情况。与三维应力转化成共轭剪应力相应的形成有两组共轭剪切破裂面，即节理。而标本上显示的节理面间距基本相等。照片1.3.12为粉砂岩在单轴压作用下出现的剪破裂情况，其破裂面亦呈等距现象。



照片1.3.12　粉砂岩试件在单轴压作用下形成的“×”节理等距发育

(2) *劈理间距的等距性*　　照片1.3.9为板岩夹层内发育的破劈理。按破裂形迹判断，这是一种剪张破裂，裂面的间距亦具有等距性。

(3) *节理的等距性*　　这是极为常见的。本书内提供的许多节理照片都具有这种特征，故不再陈列。

(4) *洋底断裂等距性*　　图1.3.28为洋底断裂图，这张图是根据物探资料编制而成的。图中资料表明，在一定区间内，洋底断层的间距基本上相等。

(5) *大陆上的断裂*　　大体亦具等距性　　图1.3.1所示，在一个矿区范围内，断裂也显示了这种特征。其断裂大体上等距，其中较大的空白区很可能是盲断层区，其下面很可能也存在有断裂。图1.3.29为李兴唐（1980）编制的华北地区前震旦纪断裂分布图，大体上亦具有等距性。因为大陆地壳结构比海洋地壳复杂，其规律很明显不如洋底的清楚。

上列一些零星资料表明，破裂构造的等距性确实广泛存在。对层状岩体等级序的节理统计研究结果表明，节理间距与其所切穿的岩层厚度密切相关。图1.3.30为著者在几个地区统计结果汇总图。该资料表明，节理间距大体上等于所切割的岩层厚度的$\frac{1}{2}$—2倍，多数为1:1，岩浆岩亦有类似的规律。照片1.3.13为二滩正长岩内节理分布规律，明显地具有等距性特征。如果把节理间距作为构造层厚度，它也具有1:1的基本规律。应当指出，结构面的等距性规律只存在于同级序的结构面之中。不分级序的统计，是得不到

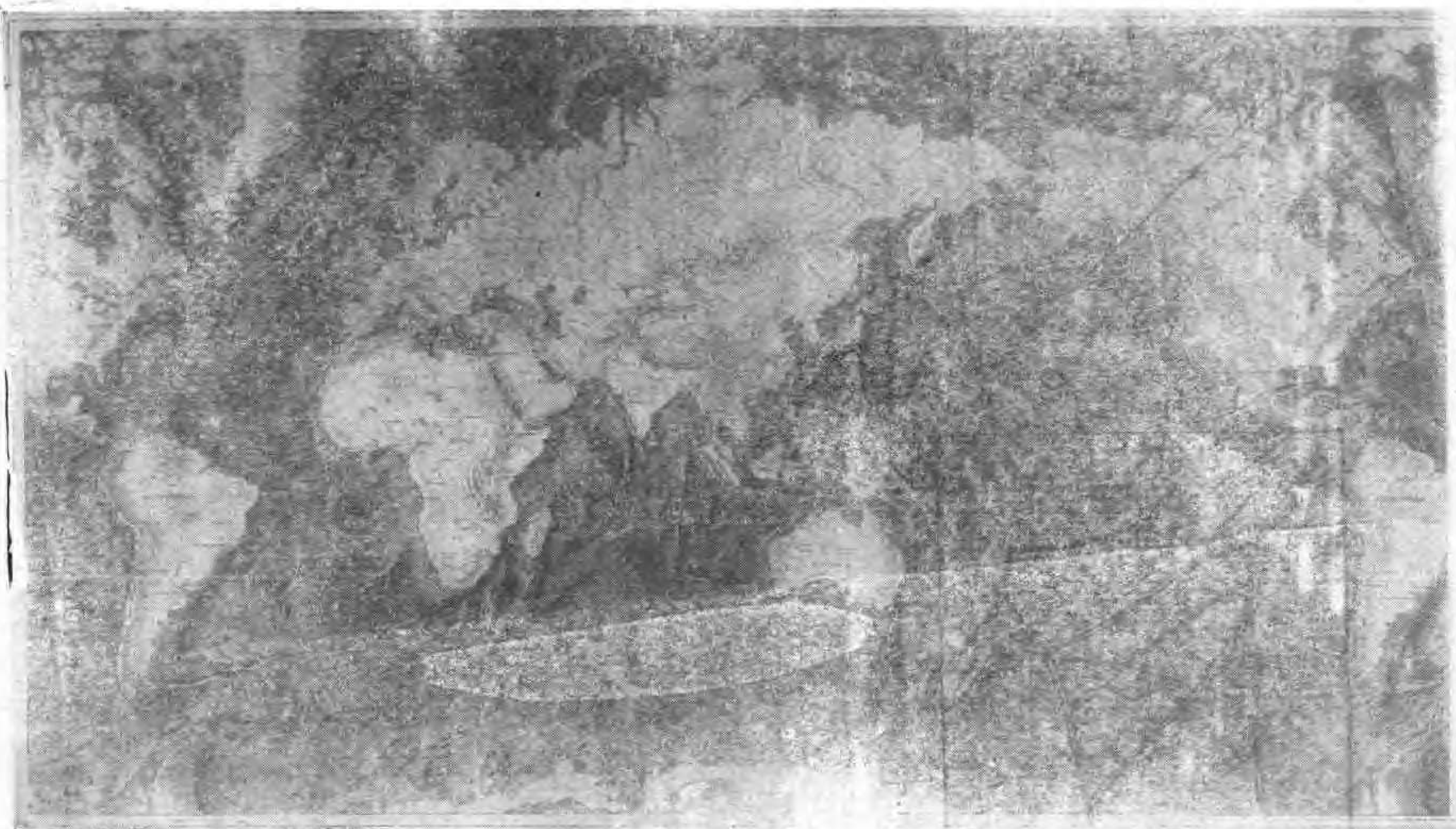


图 1.3.28 洋底断裂分布图

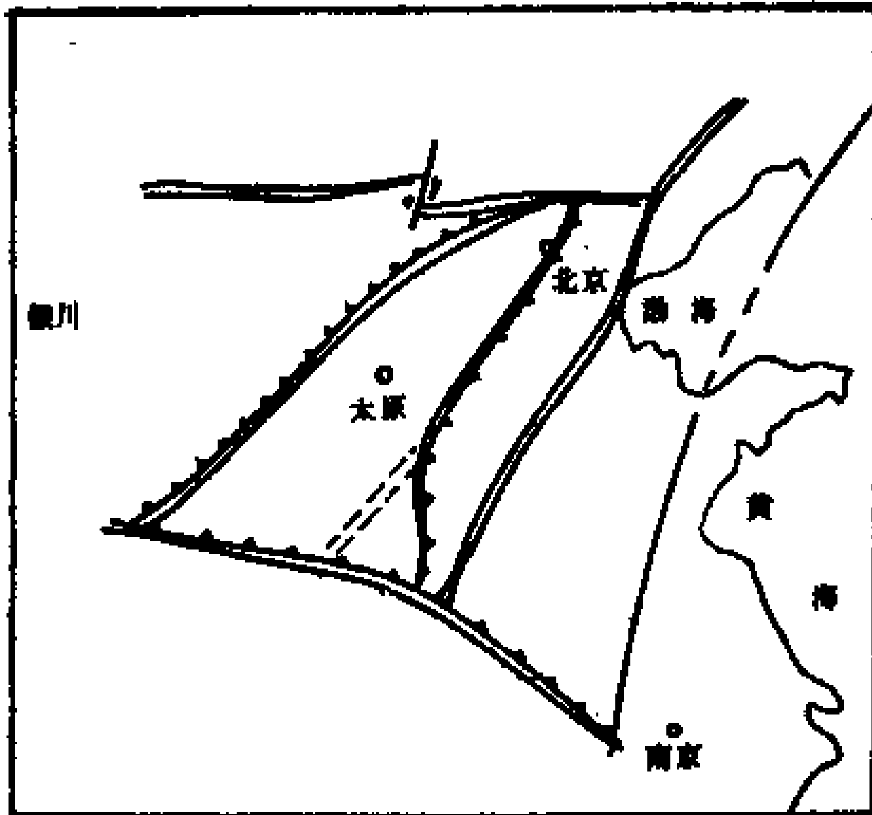


图 1.3.29　华北地区前震旦纪深大断裂分布
(李兴唐，1980)

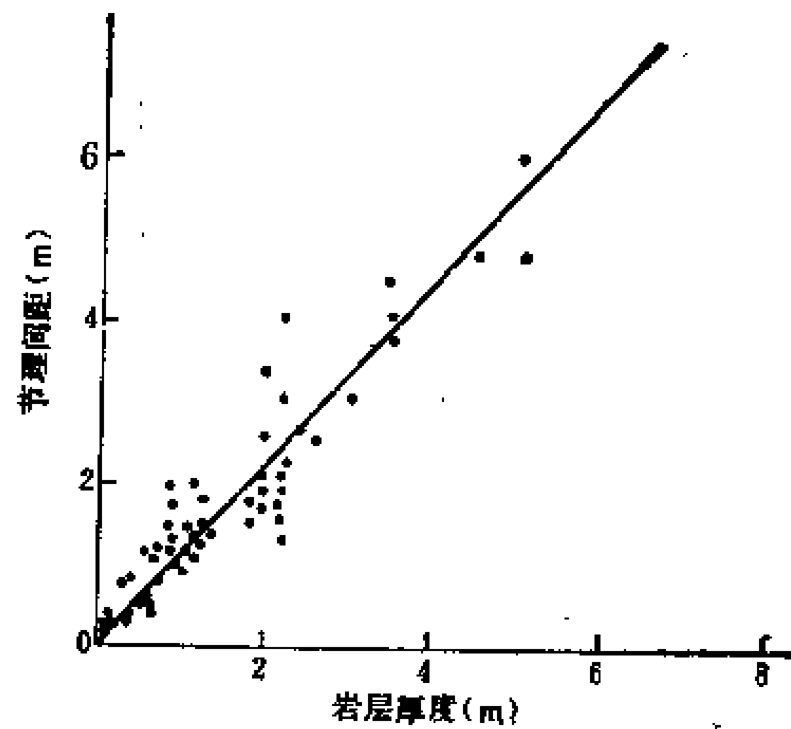
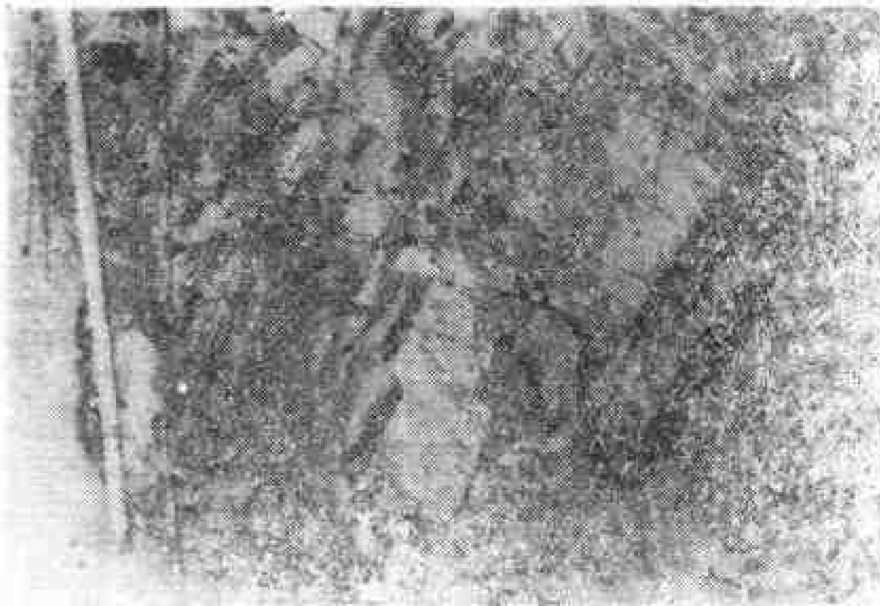
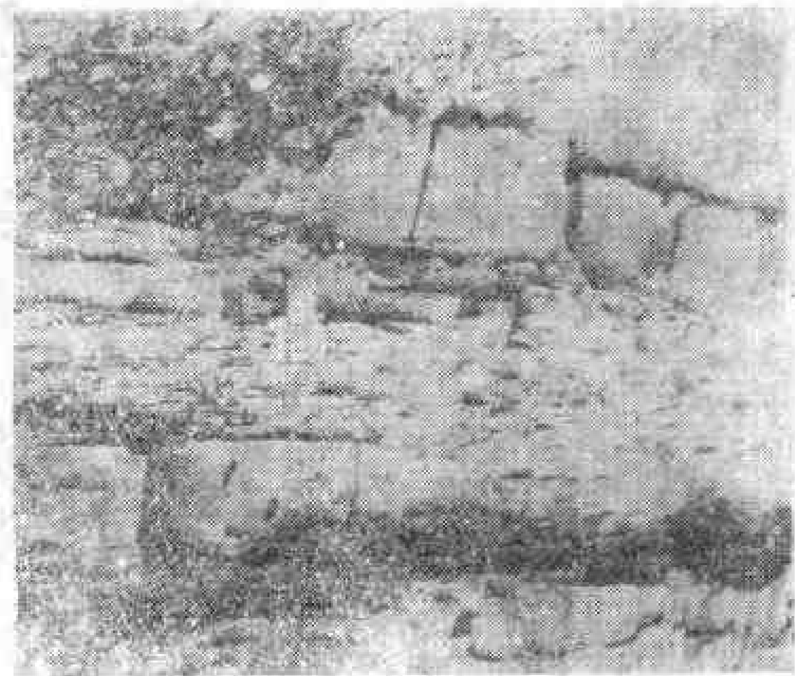


图 1.3.30　节理间距与岩层厚度的关系


照片 1.3.13　正长岩内节理发育规律


照片 1.3.14　厚度不同的灰岩内
节理不切层现象

这种规律的。

将等距性规律再引伸一下，可进一步得到如下一些认识，即

① 等厚岩层中节理呈贯通性切割，这有大量事实，本书内大量照片都展示了这一规律。这一规律不仅在沉积岩、变质岩内存在，而且岩浆岩内节理间距 1:1 的特征也显示了这一规律。

② 不等厚岩层中发育的低级序节理(即只切割一层者)不切层，照片 1.3.14 较清楚地说明了这一现象，这也是一种规律。

结构面等距性的规律十分重要，它是我们将地质信息抽象为地质模型及力学模型的依据，也是岩体力学理论得以建立的力学基础。

9. 结构面贯通性

结构面贯通性对将地质信息抽象为地质模型，和结构面的等距性一样，极为重要。断层、层间错动以及劈理的贯通性是争论不大的。在工程岩体规模内，把它们抽象为贯通性结构面是可以接受的。而节理贯通性是大有争议的，几乎对所有工程进行岩体结构研究时，这个问题都是争论不休的。在目前的岩体力学实践中有三种基本的节理切割构成的地质模型或节理模型。第一种是贯通切割节理模型；第二种是不贯通切割节理模型；第三种是贯而不通节理模型（图 1.3.31），这三种模型的抽象实际上是对节理贯通性的认识问题。这个问题比较复杂，因为在岩体表面见到的节理往往是延展很长的，对一定规模的岩体可以视为贯通的，而在岩体内部则常常见到的节理是断续的，这种现象是不难理解的。前面我们谈到的显节理和隐节理，压力愈合和卸荷开裂的问题是由节理的赋存条件决定的。下面我们列几个实例，借以探讨一下节理的贯通性问题。

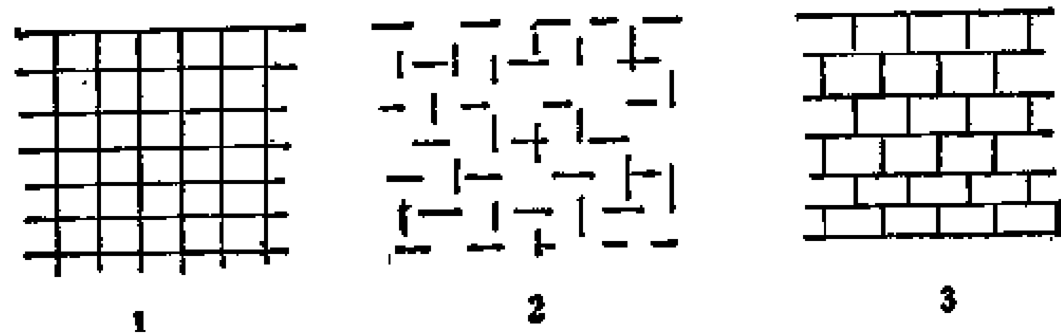


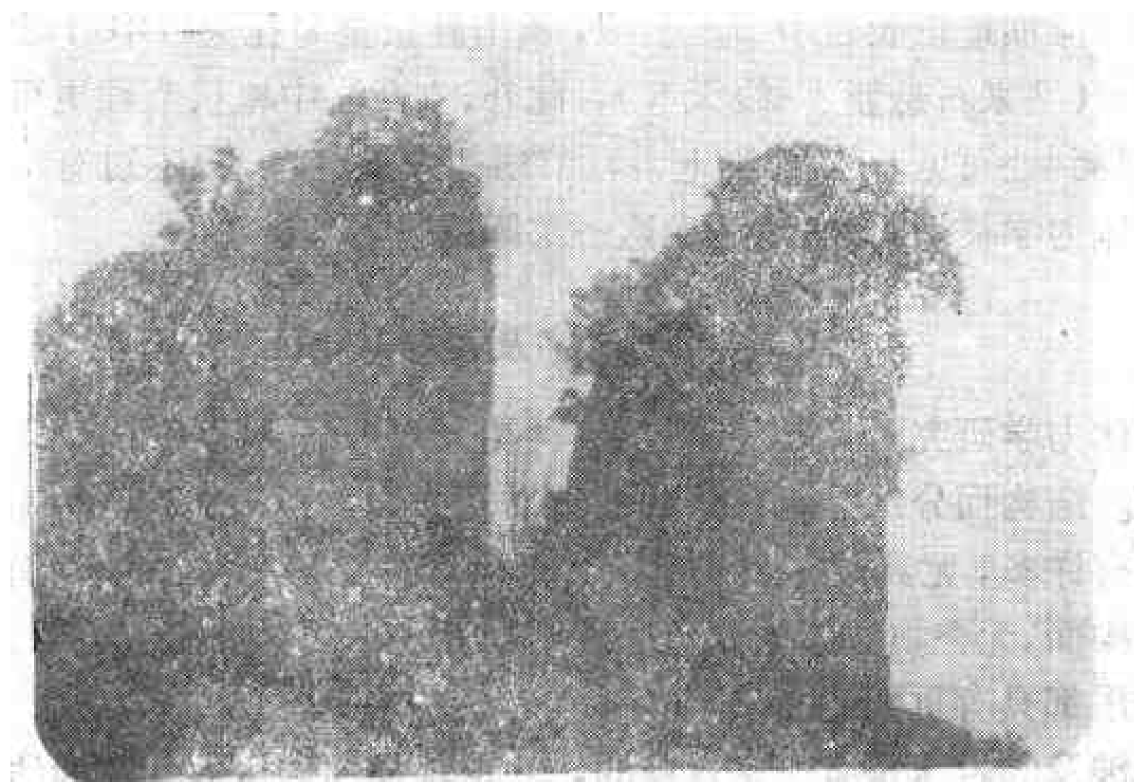
图 1.3.31　节理模型种类

1. 贯通切割节理模型；2. 不贯通切割节理模型；3. 贯而不通节理模型

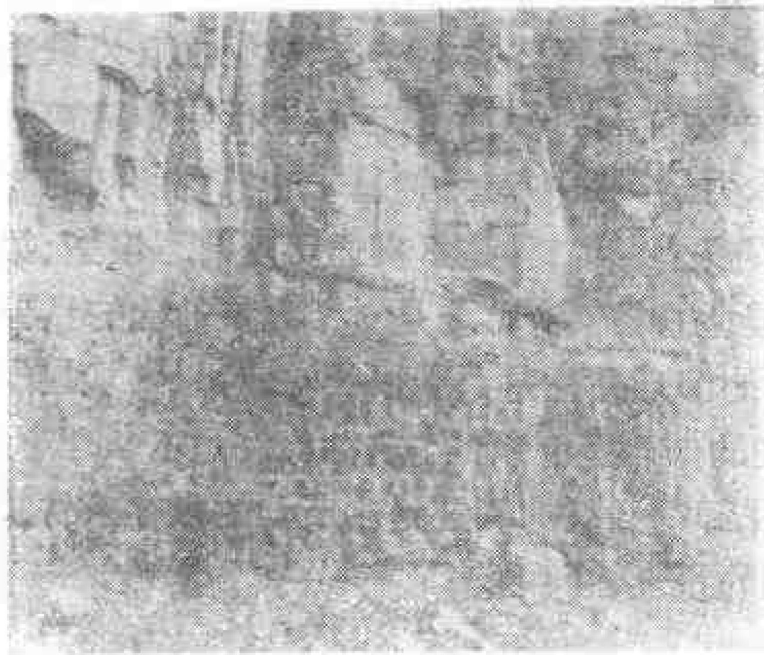
照片 1.3.15 为四川省江油县团山砾岩中节理切割的孤峰，高达30余米，即节理贯通延展达 30 余米。

照片 1.3.16 为黄河小浪底坝址处二叠系砂岩中发育的节理，该悬崖高达 50 余米，节理由上至下贯通切割。

照片 1.3.17 和 1.3.18 为雅砻江二滩坝址处正长岩中见到的节理，亦贯通达 20—30m。这些节理所以如此贯通延展，还是风化作用的结果，即隐节理转化为显节理。与江油县团



照片 1.3.15　四川江油县团山砾岩中节理贯通切割



照片 1.3.16　黄河小浪底砂岩中节理贯通切割



照片 1.3.17　正长岩中节理



照片 1.3.18　正长岩中节理贯通性

山节理发育相似，四川灌县的青城山内亦清晰可见，"降魔石"胜景便是贯通性节理切割所致。与雅砻江二滩坝址正长岩中节理相似，黄山胜景全为花岗岩中节理的天工。有的切割延展达数百米(飞来石悬崖、一线天等)。此外，玄武岩中柱状节理更可见一斑，几十米、上百米贯通切割到处可见。从理论上讲，节理都是贯通的，只不过有的没有显现条件而已。在处理岩体力学模型时，必须考虑这一实际情况。

10. 结构面级序及其地质特征

在进行岩体力学研究时，不仅要查明各种类型结构面及其特征，而且应按其力学作用差别进行分级。结构面分级是研究结构面地质规律的重要基础。结构面影响岩体力学作用的地质因素有许多，尤其以充填状况及其规模具有重要意义。结构面内夹有软弱物质者属于软弱结构面，无充填物者则属于坚硬结构面。软弱结构面不论对地质力学作用，还是岩体力学作用都具有重要意义。

工程实践涉及的岩体是有一定规模的，一定规模的岩体内发育的结构面按其规模及其力学效应可划分为表 1.3.1 所示的五级二类。其中 I,II 级属于软弱结构面，III, IV 及

表 1.3.1 结构面分级及其特征

级序	分级依据	力学效应	力学属性	地质构造特征
I 级	结构面延展长、几公里至几十公里以上，贯通岩体，破碎带宽度达数米至数十米	1.形成岩体力学作用边界 2.岩体变形和破坏的控制条件 3.构成独立的力学介质单元	1.属于软弱结构面 2.构成独立的力学模型——软弱夹层	较大的断层
II 级	延展规模与研究的岩体相若，破碎带宽度比较窄，几厘米至数米	1.形成块裂体边界 2.控制岩体变形和破坏方式 3.构成次级地应力场边界	属于软弱结构面	小断层 层间错动面
III 级	延展长度短，从十几米至几十米，无破碎带，面内不夹泥，有的具有泥膜	1.参与块裂岩体切割 2.划分 II 级岩体结构类型的重要依据 3.构成次级地应力场边界	多数属坚硬结构面，少数属于软弱结构面	不夹泥 大节理或小断层 开裂的层面
IV 级	延展短、未错动、不夹泥，有的呈弱结合状态	1.划分岩体 II 级结构类型的基本依据 2.是岩体力学性质、结构效应的基础 3.有的为次级地应力场边界	坚硬结构面	节理 劈理 层面 次生裂隙
V 级	结构面小，且连续性差	1.岩体内形成应力集中 2.岩块力学性质结构效应基础	坚硬结构面	不连续的小节理 隐节理 层面 片理面

V 级属于坚硬结构面。

I, II 级结构面的特点是规模大，这种结构面可延伸几公里至数十公里。结构面内破碎带宽度较大，变化较大，这与结构面的地质力学属性有关。这种厚大结构面的上下盘面形态及其结构面内物质成分和结构也是很复杂的，它对结构面力学性质及力学作用机制有明显的影响。对这类结构面来说，应重视研究如下三方面的地质特征：

(1) 上下盘面形态；

(2) 结构面内物质特征；

(3) 结构面产状及其组合特征。

结构面上、下盘面的形态与结构面的地质力学属性密切有关。如张性结构面多粗糙、起伏；扭性结构面多平直、光滑，它对结构面力学性质有很大影响，这种影响可用结构面的起伏度来反映。

起伏度系指与工程岩体规模相当的结构面的起伏不平状况。它可用两个特征来描述，即①起伏差；②起伏角。按力学作用来说，起伏角可取名为爬坡角。对结构面的力学作用来说，起伏度的力学效应主要由爬坡角来反映。爬坡角的力学效应与结构面内充填物质厚度关系很大。一般来说，当结构面充填的软弱物质厚度小于起伏差时，爬坡角在起作用；当充填的软弱物质厚度大于起伏差时，爬坡角的力学效应便逐渐消失。

在研究爬坡角的力学效应时，不应只看到爬坡角力学效应本身，而必须看到爬坡角起

作用的条件。如果结构面上的齿坎啃断比爬坡还容易，爬坡角的力学效应就不存在。

结构面内软弱物质的力学效应由三种地质因素来反映，即①厚度；②物质成分；③结构。

结构面内软弱物质厚度按其力学效应可分为三种类型。

1) 薄膜　　厚度一般小于 1mm，多为次生的粘土类矿物及蚀变矿物，如高岭石、伊利石等，这种薄膜可使结构面的基本强度大大降低。

2) 薄层　　厚度与起伏差相若，结构面强度主要决定于软弱物质的力学效应及充填度的力学效应。结构面内存在薄层软弱物质时，岩体破坏主要方式为岩块沿结构面滑移，它是岩体内重要的软弱结构面，应特别注意研究。

3) 厚层的　　厚度大于几十厘米至几十米，实际上它已不能简单地视为结构面。结构面存在有这样厚大的软弱物质时，岩体破坏方式已不仅是岩块沿结构面滑移，而其本身常以塑性流动方式挤出，从而导致岩体大规模破坏。这种厚层的软弱物质属于一种特殊的力学模型，即软弱夹层，应专门进行研究。

结构面内软弱物质常见的成分为泥质、碎屑质、角砾三种。其中泥质的矿物成分受含水量影响很大。如在低湿度压密状态下的断层泥粘着力 C 值可达 0.05—0.1MPa，摩擦角 ϕ 可达 17°—20°。而浸水后，C 值一般低至 0.005—0.02MPa，ϕ 角随矿物成分变化很大，如蚀变含水矿物可低至 3°—5°，粘土矿物可低至 8°—12°。当含水量达 80% 时，以蒙脱土为主的洞穴粘土的 ϕ 值低到接近于零。碎屑及角砾物质的强度与其内含的粘土质数量关系极大，含泥质愈多，强度愈低。

结构面软弱物质的结构对岩体的强度及破坏方式(软弱夹层)有着重要影响。一般来说，结构面中软弱物质内还存在有微结构面 (图 1.3.32)。结构面及微结构面表面上物质常呈定向排列，且细颗粒在多次错动作用下浮于表面，粗颗粒物质沉于深部，造成结构面内强度薄弱界面，形成优先破坏条件，这是软弱结构面的另一软弱特征。

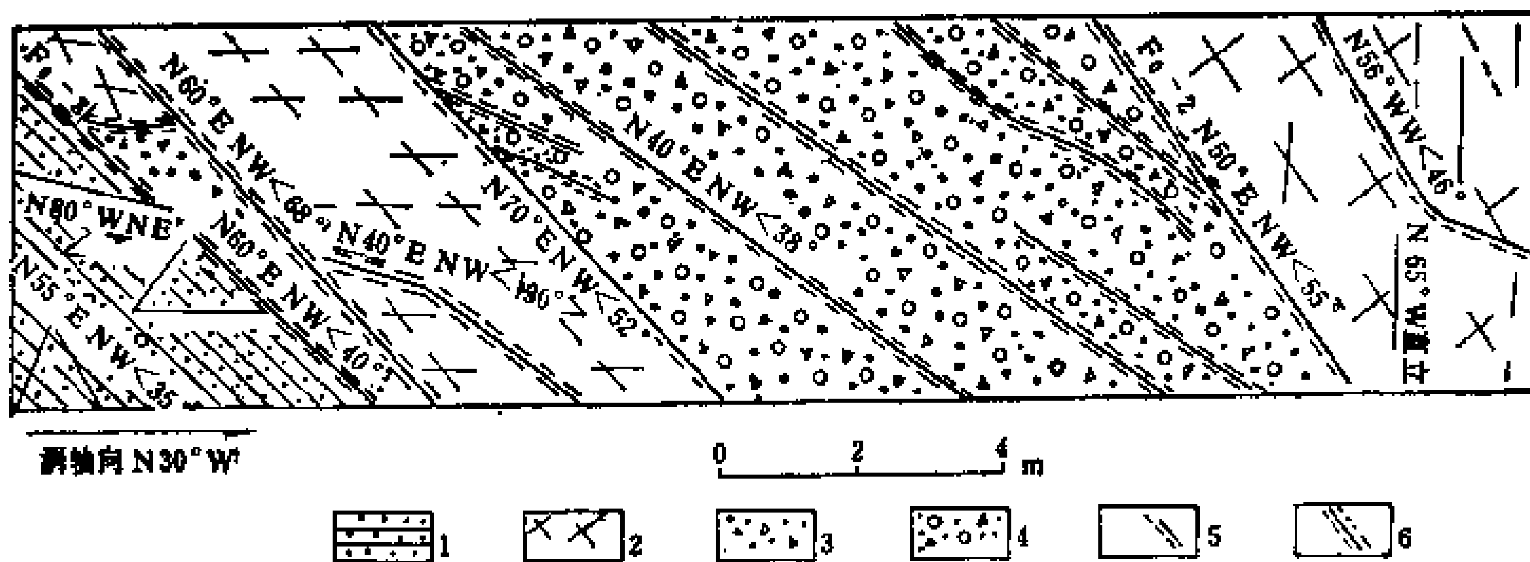


图 1.3.32　F_0断层破碎带工程地质素描图

1.砂岩；2.碎块岩；3.压碎岩；4.糜棱化压碎岩；5.错动结构面；6.错动夹泥结构面

对岩体稳定性来说，软弱结构面不一定是控制岩体稳定性的危险结构面，构成危险结构面还必须有两个条件，即临空和产状。临空是构成危险结构面条件之一，它多半是工程因素造成。有时在工程作用下产生大变形的破碎带亦构成临空条件，这是一种假临空面。产状是结构面的重要地质特征，又是构成危险结构面的重要因素之一。

对于 III, IV 级结构面来说，结构面产状是影响碎裂介质岩体强度的因素之一。而对 I, II 级结构面来说，产状则控制着岩体的破坏条件，它控制着岩块沿结构面滑动的机制。如在边坡岩体内，结构面倾向坡内，即反坡倾向时，构成块体的切割面，顺坡向的构成滑动面；在坝基岩体内，倾向下游的结构面的主要力学效应是构成滑动块体的切割面，当倾角很缓时亦有滑动面的作用，而倾向上游的则主要表现为滑动面，这类结构面的力学性质对坝基岩体稳定性具有控制作用。

以块体沿结构面滑动方式的岩体破坏很少是由单一结构面造成的，而多半是两条以上结构面组合构成的。结构面组合形成的滑块其控制因素是组合交线的产状，其力学效应与结构面产状类似。在研究 I, II 级结构面特别是软弱结构面时，必须认真地测绘各结构面的产状及其空间分布，以便于进一步研究岩体稳定性。

上述表明，夹有软弱物质 I, II 级软弱结构面是岩体破坏的控制因素，当岩体存在有这种软弱结构面时，使岩体具有沿着它滑动的优先破坏条件。显然，软弱结构面是鉴别岩体破坏方式及力学介质类型的基本依据，在岩体力学工作中必须认真进行研究。

III, IV 级结构面延展长度仅数米至几十米，一般未经错动或微错动而不夹泥，故这种结构面属于坚硬结构面。这种结构面连续性差，面粗糙，在工程岩体内属非贯通性的，它们大多影响岩体的力学性质，而对岩体破坏来说不一定具有控制作用。发育有这种结构面的岩体的破坏主要控制于岩体内的地应力状态及岩体的力学性质，这种结构面对岩体的力学作用影响主要反映在节理密度、分散性及产状上。

结构面密度可用单位量度内发育结构面条数描述，亦可用结构体块度，即结构体大小来描述。岩体内结构面密度或结构体块度与岩层厚度密切有关。岩层愈薄结构面密度愈大，结构体块度愈小；岩层厚度愈大，结构面密度愈小，结构体块度愈大。

结构面分散性可用结构面产状组数来描述。岩体内结构面产状组数愈多，结构体形状愈复杂，岩体的力学性质随机性愈大，镶嵌咬合能力愈大。

显然，对 III, IV 级结构面来说，它在岩体内发育的密度及组数或者说它所形成的结构体块度及形状对岩体强度有很大的影响。对坚硬岩石组成的岩体来说，它直接控制着岩体强度。据此，可以根据岩体内结构面密度（或结构体块度）及结构面组数（或结构体形状）将岩体划分为若干岩体结构类型，这样可以帮助我们进一步认识岩体的力学性能。

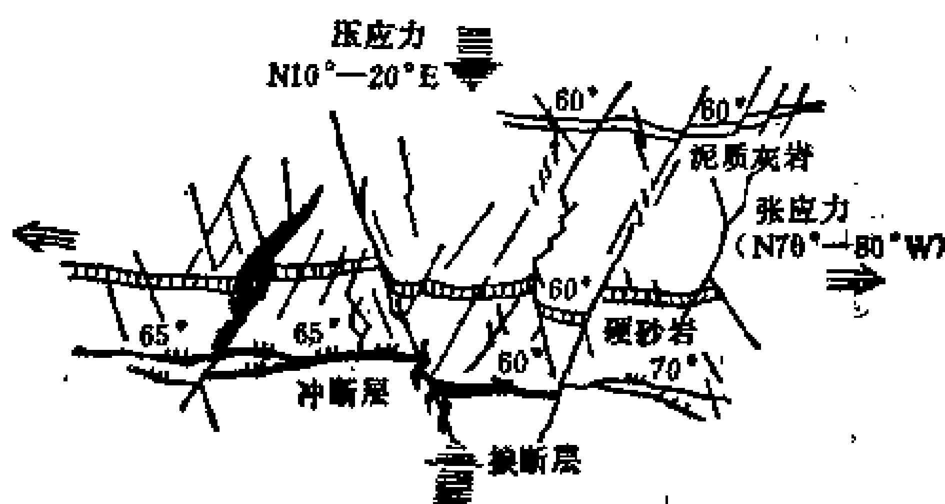


图 1.3.33　被愈合的节理及剪张裂口
（谷德振，1979）

应当注意到，在一些古老的变质岩区或岩浆活动强烈的地槽区结构面内往往充填有大量的次生和蚀变矿物，这些次生和蚀变矿物对岩体起一种软化作用。在这类地区进行岩体力学研究时，应当特别重视这种具有软化剂作用的次生和蚀变矿物发育特点。它的作用主要表现在对岩石的软化上，而丝毫也不降低或掩盖结构面的力学效应。

V 级结构面的特点是小且不连续，肉眼难于观察到，实际上在岩体内是大量存在的。

如果把 III, IV 级结构面称为显节理,则V级结构面主要为隐节理。被硅质、钙质、铁质愈合的显节理,层理面及片理面上的开裂,剪张裂口(图 1.3.33)或发育不全的劈理,连续性极差的小节理亦当属于此类。V 级结构面多弯曲、粗糙,无软弱物质充填,属坚硬结构面。

(三)结构体特征

岩体被结构面切割成的分离块体或岩块称为结构体。结构体特征可以用结构体形状、块度及产状描述,和结构面一样,结构体也是有级序的。

应当注意,结构体与结构面是相互依存的,这是研究结构体地质特征的基础。结构体与结构面的依存性表现在如下三方面:

1) 结构体形状与结构面组数密切相关。岩体内结构面组数越多,结构体形状越复杂;

2) 结构体块度或尺寸与结构面间距密切相关。结构面间距越大,结构体块度或尺寸越大;

3) 结构体级序与结构面级序亦具有相互依存关系。

在上一节内我们曾指出过,结构面级序是研究结构面规律的基础。对结构体来说,也是一样,结构体级序也是研究结构体特征的基础。在研究结构体其它特征之前,首先应对结构体进行分级。

结构体分级主要依据于切割成结构体的结构面类型或级序及结构体块度。对工程岩体来说,与切割成结构体的结构面类型相对应,结构体可分为两级,这就是:

① I 级结构体　　被软弱结构面切割成的大型岩块;

② II 级结构体　　坚硬结构面切割成的小型岩块。

实际上,I 级结构体是由断层和层间错动带切割成的结构体,II 级结构体是由各种节理、层理面、劈理面切割成的小型结构体。

在进行结构体研究时,除了需要对结构体分级外,还要对结构体进行分类,结构体分类主要依据于结构体形状。上面曾指出过,结构体形状与切割岩体的结构面组数有关;而结构面组数与结构面力学类型有关,软弱结构面在一个小区域内很少超过三组,坚硬结构面可多至五组、六组。与此相应,结构体形状也有多种。对结构体形状有两种研究方法:一种是直观观察聚类分析;另一种是利用概率分析方法进行研究。根据直观观察聚类分析,常见的结构体形状有:

① 板状结构体

由一组主要结构面分割形成的结构体,如劈理切割形成的结构体(图 1.3.26, 1.3.27;照片 1.3.11);软硬相间的层状岩体在层间错动切割下形成的板状结构体(照片 1.3.19);有的在节理附加切割下形成组合板状结构体(照片 1.3.20)。

② 柱状结构体

玄武岩体柱状节理切割面的柱状结构体(照片 1.2.1, 照片 1.3.21)。

③ 六面体状结构体

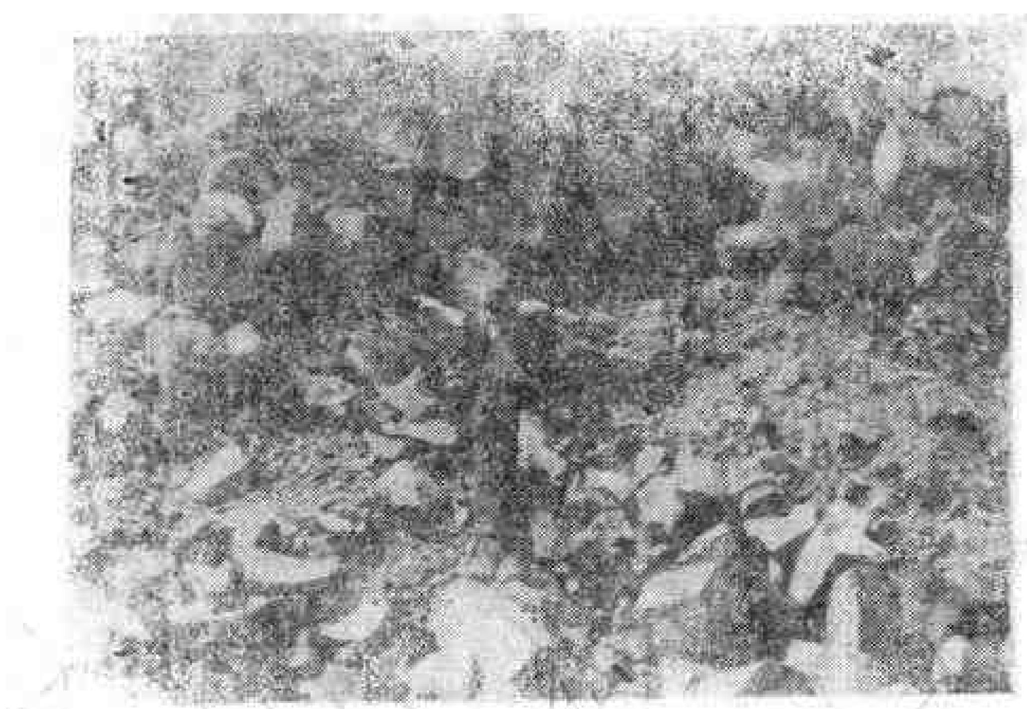
这类结构体极为常见。在轻微构造运动区发育的棋盘格式节理切割下及块状岩浆岩



照片 1.3.19 中厚度灰岩在层间错动切割下形成板状结构体和板裂结构



照片 1.3.20 页岩与砂岩互层的沉积岩体在层间错动切割下形成的组合板状结构体和板裂结构



照片 1.3.21 玄武岩体柱状节理切割面的柱状结构体

在原生节理切割下形成的结构体都属于这类结构体(照片 1.3.13、1.3.22 和 1.3.23)。

④ 四面体状结构体

这也是常见的一种结构体(照片 1.3.24),它是由四组或更多组节理切割成的结构体,有的为软弱结构面切割的,有的为坚硬结构面切割的。结构体的形状与区域构造运动强度有密切关系,如轻微的构造运动区大多发育有棋盘格式节理,它切割成的结构体多数为短柱状六面体;在强烈构造运动区,节理组数多,大多至 3—4 组,常呈"米"字型组合,在它切割下形成的结构体常呈多边形、角柱状、楔锥体,结构体有时呈弯曲状;在劈理发育的地区,则发育有板状结构体。总的来说,结构体的形状是多种多样的,常见的有如图 1.3.34 所示的一些类型。按其力学作用功能来说,又可归并为两大类,即

① 块状结构体

包括柱状、楔锥状结构体,结构体各向尺寸接近相等或相若,其力学作用以压碎、滚动、滑动为主;

② 板(柱)状结构体



照片 1.3.22　缓倾岩层状砂岩、页岩在“×”节理切割下形成的六面体状结构体



照片 1.3.23　灰岩在棋盘格式节理切割下形成的六面体状结构体



照片 1.3.24　在四组节理切割下形成的四面体状结构体

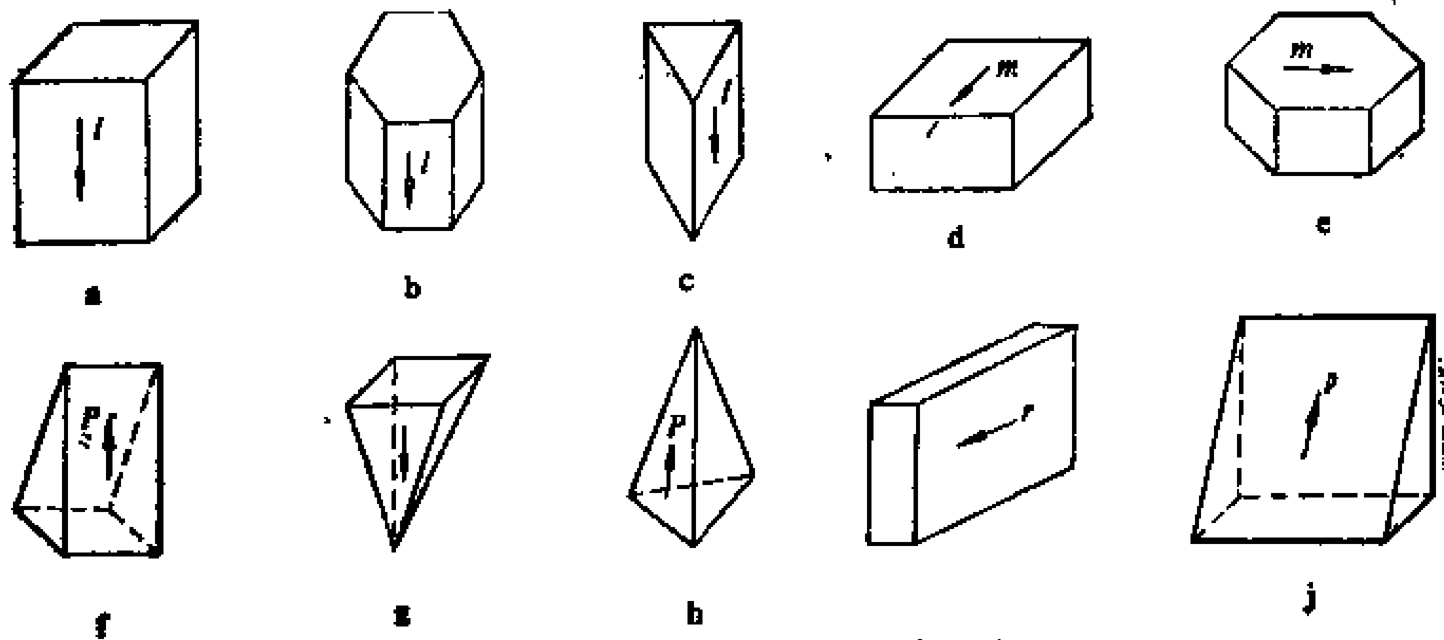


图 1.3.34　结构体形状典型类型

a, b, c 为柱状结构体; f, g, h, j 为锥形; d, e, i 为板状

板的厚度与延展长度或宽度比小于 1:15，其力学作用主要为弯曲变形和溃折破坏。

结构体形状不仅与构造运动强度有关，而且与岩石类型有关。如晚近形成的玄武岩、流纹岩常由单一种的柱状或块状结构体组成，花岗岩、闪长岩等块状岩体由原生节理切割成短柱状或块状结构体组成。而厚层砂岩及灰岩常由块状结构体组成。薄层及中厚层砂页岩互层岩体在褶皱作用下常形成板状结构体，岩体具板裂结构。

上述这种结构体形状的研究方法有其优点，也有其不足之处。它无法给出一种岩体内结构体形状特征，因为任一种岩体都不会由一种形状结构体组成，而常常是由多种形状结构体构成的。各种形状的结构体在岩体内占的概率和主要成分的结构体形状及其所占的频率，对认识岩体力学特性及岩体力学模型抽象具有重要意义。张年学[1]同志利用概率分析方法对这个问题进行了研究。他根据结构体形状或结构体面数与切割岩体的结构面组数存在着依存关系这一基本事实，并假定：

1）同组结构面之间相互平行；

2）一个结构体上，结构体形状的面数与切割岩体的结构面组数之间有两种情况，即①面数与组数相等；②当面数大于组数时，同组结构面在同一个结构体上最多只能出现两次；

3）节理是均布的，各组节理之间相交的机会是相等的；

4）每组结构面之间均满足最大间距 $D_{max} \leqslant 2L_{min}$（$L_{min}$ 为节理最小长度）。因此，各组节理间都相互完全切割。因此，构成多面体的条件是：

1）设岩体中有N组节理，$N \geqslant 3$ 是构成多面结构体的必要条件，即最少是三组节理才能构成结构体；

2）N 组结构面构成的多面体最多面数为 $2N$；

3）多面体的最少面组为四面体；

4）N 组结构面能构成的多面体共有 $2N-3$ 种；

5）三组结构面只能构成六面体，而六面体可以由三、四、五、六组结构面参与构成；

6）若 $N=i>3$ 组结构面都参与一个结构体构成时可构成 i 到 $2i$ 种结构体。

根据上述概念和假定，张年学[2]同志对结构体形状与结构面组数之间关系进行了概率分析，并得到了如下一些认识。

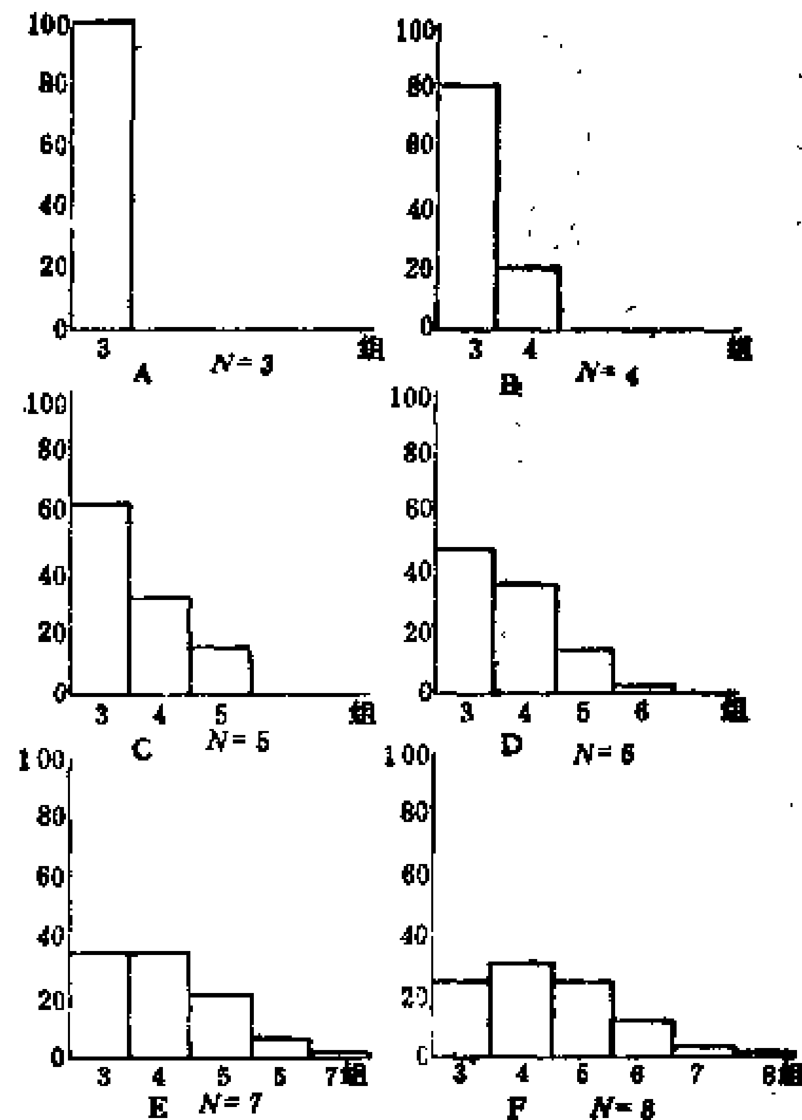


图 1.3.35 岩体中节理组数N与构成结构体面数n的概率[3]

1）在岩体中发育有N组结构面时，并不是每组结构面都是等机遇和等概率条件参加结构体形状构成。如图 1.3.35 所示，当 $N<6$ 时，参加结构体形状构成的结构面数 $n=3$ 时概率最大，而当 $N>7$ 时，则变小了。

2）岩体中存在有N组结构面时可能构成多面体的结构体概率是不同的。十分有意思的是，从 $N=3$ 到 8 时最大概率的结构体形状为六面体（图 1.3.36）。

1）张年学同志资料，1985。
2），3）张年学同志资料，1985。

3）一般来说，岩体稳定性与结构体的稳定性有一定关系。显然，在重力作用下，倾斜节理切割对岩体稳定是不利的，而水平节理切割是有利的。结构体形状构成中水平节理切割概率是引人注意的。张年学[2]同志对这个问题也进行了分析，分析结果示于图 1.3.37。图中资料表明，随着节理组数N增多，水平节理切割的概率逐渐减少，其趋势是N增大时，其概率接近于 1/2。

同时，结构体形状与节理间距亦密切相关，如结构体长轴方向与间距最大的节理法线方向一致，短轴方向与间距最小的节理法线方向一致。如果节理间距相近，则结构体亦呈等轴形；如水平节理间距小，垂直节理间距大，则呈平卧板状。同时，结构面间距与结构体块度亦有关。这是显而易见的，故不赘述。

结构体块度对结构体分级有一定的参考意义，但并不尽然。一般来说，在同一个地区 I 级结构体块度大于 II 级结构体块度。而地区不同时，也有的一个地区 II 级结构体块度大于另一个地区的 I 级结构体块度。结构体块度控制于结构面密度，结构面密度越小，结构体块度越大。也可以说，在轻微构造作用区节理密度小，形成的结构体块度大；在剧烈构造运动地区，结构面密度大，结构体块度小。前面曾谈过，结构面密度与岩层厚度有关。显然，除了构造作用外，结构体块度且与岩层厚度有关。也就是说，

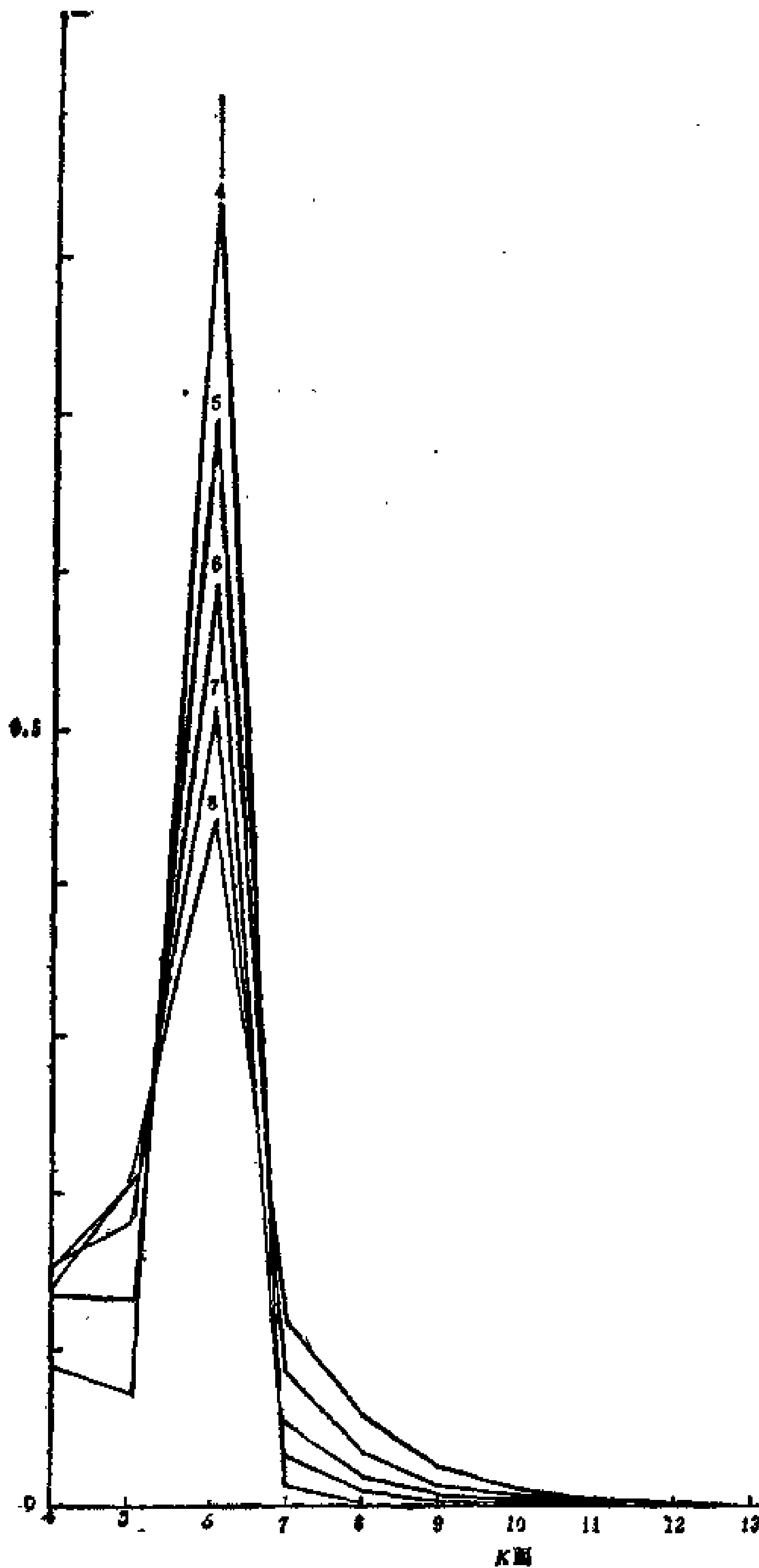


图 1.3.36　节理组数与结构体面数概率分布[1]

1),2) 张年学同志资料。

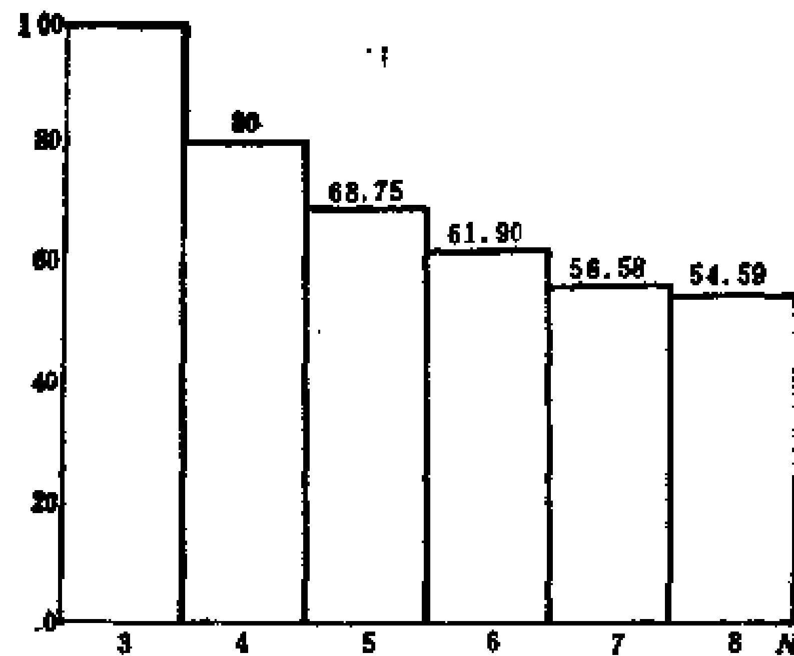


图 1.3.37 N组节理岩体中含某产状结构体的概率[1)]

与岩相特征有关。深海相的灰岩岩层厚度大，形成的结构体块度也大。浅海相和海陆交互相的沉积岩层薄，形成的结构体块度也小。结构体块度可以用 $1m^3$ 内含有的结构体数表示，亦可用单个结构体尺寸表示，这对研究岩体结构的力学效应十分有用。

结构体产状可以用结构体表面上最大结构面的长轴方向表示，这一特征参数对结构体变形和运动密切有关。

（四）岩体结构的级序及类型

1. 岩体结构分类依据

我们曾在岩体结构的定义中明确指出过，"不同类型结构单元组合、排列型式"区别着岩体结构类型的不同，这也就是岩体结构分类依据。前面曾讨论过，岩体结构单元有两种基本类型：①结构面；②结构体。结构面又可分为两类：①软弱结构面；②坚硬结构面。结构体又可分两类：①块状结构体；②板状结构体。它们在岩体内组合、排列不同构成不同类型岩体结构。同时，自然界的岩体结构是互相包容的，如软弱结构面切割成的结构体内包容着坚硬结构面切割成的次一级的结构体，它们之间存在着级序性关系。如此，可将软弱结构面切割成的岩体结构定为 I 级结构，坚硬结构面切割成的岩体结构可以定义为 II 级结构。

在相同级序之内又可按结构体地质特征再划分为不同结构类型，如软弱结构面切割成的 I 级岩体结构，按 I 级结构体类型，又可将 I 级岩体结构划分为块裂结构及板裂结构。具体地说，岩体结构划分的第一个依据是结构面类型。第二个依据是结构面切割程度或结构体类型。在此基础上，又可按原生结构划分为若干亚类。前面曾论述过，原生结构可划分为两大类，即①块状结构；②层状结构。在命名上可将原生结构作为形容词置于基本分类命名之前，说明其结构体特征。这个分类依据可以具体说明如下：

(1) 第一依据——结构面类型，它规定结构级序：

I) 软弱结构面—— I 级岩体结构；

1) 张年学同志资料。

2）坚硬结构面——II 级岩体结构。

（2）第二依据——结构面切割程度及结构体类型，规定着岩体结构基本类型：

1）I 级岩体结构：块状结构体——块裂结构；
板状结构体——板裂结构。

2）II 级岩体结构：结构面贯通切割——碎裂结构；
结构面断续切割——断续结构；
无显结构面切割——完整结构；

3）过渡型岩体结构：软硬结构面混杂、结构面无序状排列——散体结构。

（3）亚类划分依据：按原生结构，以碎裂结构为例，可分为：

1）块状的——块状碎裂结构；

2）层状的——层状碎裂结构。

2. 分类方案

根据上述的岩体结构分类依据，首先我们依据结构面的类型将岩体结构划分为 I 级，II 级及过渡型岩体结构三大类。

I 级结构岩体的结构体大多数不是完整一块，而又受 III，IV 级结构面不同程度切割。有的被切割成大小不等、形状不一的碎块，它们被切割成的形状及块度与区域构造运动强度有关。对层状岩体来说，而与岩层可分离的单层厚度密切有关，这类结构的岩体我们称谓碎裂结构岩体，它的特点主要是由可分离的结构体组成的，也就是说，它如果处于无围压的空间时，它的结构体可以分离取出。实际上，在自然界象这样典型的岩体也不是多见的，而多半是如图 1.3.38所示，有的切割成分离的块体（如 A），有的并未切割成分离块体（如 B），在剖面上呈贯通切割，在层面上呈不连续切割。而且结构面连续性越大，切割性越高；结构面连续性越低，切割的贯通性越低，即切割不成分离的结构体。这种切割程度低，形不成结构体的岩体均具较好的完整性，如应力传播和岩体变形具有较高的连续性，地下水构不成连续的通道，这种结构的岩体称为完整结构岩体。真正的完整结构岩体是很少见的，而多数是碎裂结构岩体的结构面被愈合残留部分 V 级结构面，如粘土岩、灰岩、石英岩等常可见到这种情况。这也是完整结构特征，确切地说，命名为断续结构，是比较恰当的。真正的天衣无缝的完整结构岩体在地壳表层比较少见，在地下深部还是存在的。

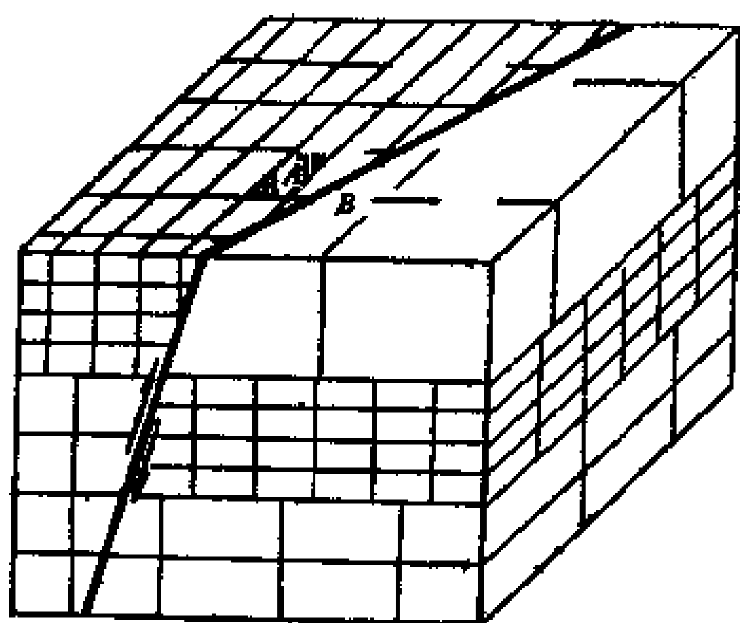


图 1.3.38 结构面连续性对形成岩体结构的影响

断层破碎带及强风化带内存在有另一种结构类型，它们具有两个特点：①结构面和结构体呈无序状排列；②结构面有的为软弱的，有的为坚硬的，有的为软、硬混杂的。这种岩体结构既不是 I 级结构，又不属于 II 级结构。在级序上属于一种过渡型的，我们称为散体结构。具有这种结构的岩体，一般来说，规模不大，常呈夹层或带状存在。尽管规模不

大，但比较常见，是一种不可忽视的结构类型，它常是应力消散、地下水畅通、岩体失稳的关键地段。

综上所述，可见，以一个工程建筑有关联的地区为度，就结构面对岩体力学作用的影响程度来说，根据上一节阐述的分类依据，可以将岩体结构划分为如表 1.3.2 所示的一些级序和类型，这就是 I 级的块裂结构、板裂结构，II 级的完整结构、断续结构、碎裂结构及过渡类型的散体结构，表 1.3.2 中所列的岩体结构类型是比较典型的。实际的岩体是比较复杂的，不是绝对的属于那一种结构，而是介于这种和那一种之间。在实际岩体结构划分时，需要有一种模糊的观点，只能择其趋向性而定。这也是岩体力学具有一种不确定性表现的一个方面。

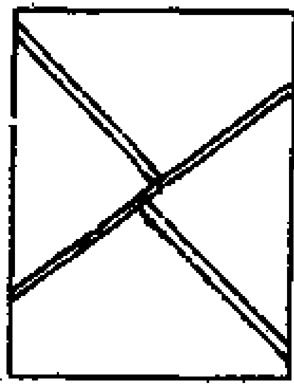
表 1.3.2 岩体结构分类方案

级	序	结构类型	划分依据	亚类	划分依据
I	I₋₁	块裂结构	多组软弱结构面切割，块状结构体	块状块裂结构	原生岩体结构呈块状
				层状块裂结构	原生岩体结构呈层状
	I₋₂	板裂结构	一组软弱结构面切割，板状结构体	块状板裂结构	原生岩体结构呈块状
				层状板裂结构	原生岩体结构呈层状
II	II₋₁	完整结构	无显结构面切割	块状完整结构	原生岩体结构呈块状
				层状完整结构	原生岩体结构呈层状
	II₋₂	断续结构	显结构面断续切割	块状断续结构	原生岩体结构呈块状
				层状断续结构	原生岩体结构呈层状
	II₋₃	碎裂结构	坚硬结构面贯通切割，结构体为块状	块状碎裂结构	原生岩体结构呈块状
				层状碎裂结构	原生岩体结构呈层状
过渡型		散体结构	软、硬结构面混杂结构面无序状分布	碎屑状散体结构	结构体为角砾，原生岩体结构特征已消失
				糜棱化散体结构	结构体为糜棱质，原生岩体结构特征已消失

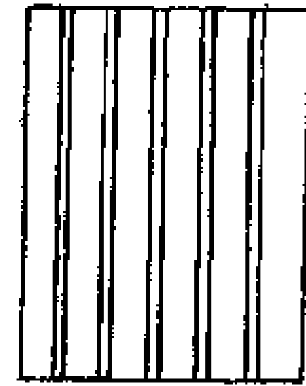
3. 各类岩体结构的地质特征

上面划分的岩体结构类型表征的岩体各有其特点。下面将各自的主要地质特征作简要的描述。

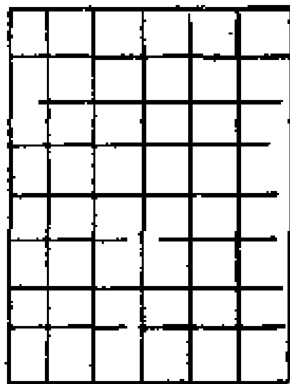
（A）块裂结构岩体　多组或至少有一组软弱结构面切割及坚硬结构面参与切割成块状结构体的高级序岩体结构。其结构体有的是由岩浆岩、变质岩及厚层大理岩、灰岩、砂岩等块状原生结构岩体构成，有的为薄至中厚层沉积岩、层状浅变质岩及岩浆喷出岩等层状原生结构岩体组成。其软弱结构面主要为断层，层间错动也是重要的软弱结构面之一。参与切割的坚硬结构面一般延展较长，亦多数为错动过的坚硬结构面。


（A）

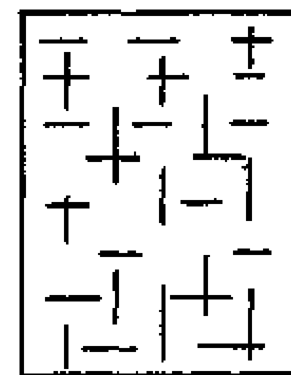
（B）板裂结构岩体　主要发育于经过褶皱作用的层状岩体内，受一组软弱结构面切割，结构体呈板状。软弱结构面主要为层间错动面或块状原生结构岩体内的似层间错动面。结构体多数为组合板状结构体，有的亦为完整板状结构体。


（B）

（C）碎裂结构岩体　碎裂结构岩体尽管可以划分为块状碎裂结构岩体及层状碎裂结构岩体两种亚类，但它们的共同点是切割岩体的结构面是有规律的，即主要为原生结构面及构造结构面。块状碎裂结构主要形成于岩浆岩侵入体、深变质的片麻岩、混合岩、大理岩、石英岩及层理不明显的巨厚层灰岩、砂岩等岩体内。其特点是结构体块度大，大多为 1—2m，但块度较均匀。层状碎裂结构的特点是块度小，其块度与岩层厚度有关。浅海相及海陆交互相沉积岩多数为这种结构。有时还可分为一种镶嵌状碎裂结构，大多发育于强烈构造作用区内的硬脆性岩体内，结构面组数多，结构面组数多于 5 组时可形成这种结构。


（C）

（D）断续结构岩体　其特点是显结构面不连续，对岩体切而不断，个别部分亦有连续贯通结构。但这种部位很少，多数为不连续切割，形不成结构体。在力学上来说，宏观上具有连续介质特点；微观上多数不连续，应力集中现象异常明显，这种应力集中对岩体破坏具有特殊意义，断裂力学判据对这种岩体也具有特殊意义。

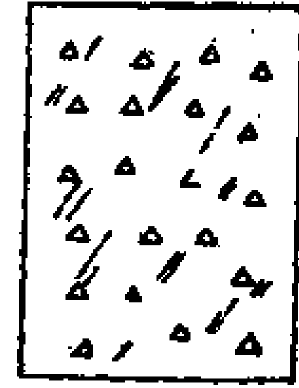

（D）

（E）完整结构岩体　多半是碎裂结构岩体中结构面被后生作用愈合而成。后生愈合有两种，其一为压力愈合，其二为胶结愈合。具有粘性成分物质，如粘土岩、长石质、石灰质矿物成分组成的岩体，在高围压作用下，其结构面可以重新粘结到一起，形成完整结构。粘土岩、页岩、石灰岩及富含长石的岩浆岩中可以见到这种结构岩体。胶结愈合的岩体亦极常见，其胶结物有硅质、铁质、钙质及后期侵入的岩浆等。在胶结愈合作用下碎裂结构岩体可以转化为完整结构，但后期愈合面的强度仍低于原岩强度，故在后期振动、热力胀缩作用下又可开裂，开裂程度高者可恢复为碎裂结构岩体，低者可转化为断续结构岩体。在自然界中，这种情况极为常见。


（E）

散体结构岩体有两种亚类：①碎屑状散体结构岩体；②糜棱化散体结构岩体。

(F) 碎屑状散体结构岩体 其特点是结构面无序分布，结构面中有软弱的，也有坚硬的。结构体主要为角砾，角砾中常充填夹杂有泥质成分。一般来说，以角砾成分为主，即所谓"块夹泥"。也有的泥质成分局部集中，但角砾仍起主导作用。其成因有两种类型，其一为构造型，其二为风化形成的。结构体块度不等，形状不一。"杂乱无序"可以用来描述这类岩体的结构特征。


(F)

(G) 糜棱化散体结构岩体 主要指断层泥而言，但也不尽然。断层泥主要是由糜棱岩风化而成，而糜棱岩主要为压力愈合联结。当压力卸去后，又转化为糜棱岩粉，糜棱岩体风化后便转化为断层泥，这种现象在岩浆岩体剖面内极为常见。还有一种断层泥是泥质沉积岩在构造错动下直接形成的，如粘土岩中的断层泥便属于此类。这种岩体中次生错动面常极发育(图 1.3.32)，易被误视为均质体。其实不然，在次生错动作用下形成的擦痕面对其力学性质仍具有一定的控制作用。但这种控制作用由于结构面强度与断层泥强度相差不大，并不十分显著。


(G)

四、地质模型

(一) 基本概念及类型

我们不止一次地重复"岩体是经受过变形、遭受过破坏的地质体，它由一定的岩石组

表 1.4.1 地质模型的基本类型

序号	地质模型名称	地质建造特征	地质改造特征	岩石学特征	岩体结构特征
1	水平层状岩体	沉积岩建造	极轻微构造运动	未变质的粘土岩、砂岩、砾岩、灰岩	层状完整结构、层状断续结构及碎裂结构，断层及层间错动不发育
2	缓倾层状岩体	沉积岩建造	中等程度构造运动	轻微区域变质的板岩、砂岩、砾岩、灰岩	层状碎裂结构、出现有块裂结构、断层稀疏、层间错动少量发育
3	陡倾层状岩体	沉积岩建造 变质岩建造	强烈构造运动岩层倾角40°—60°	中-深变质的千枚岩、片岩、片麻岩、大理岩	以碎裂结构、块裂结构、板裂结构为主，散体结构亦常见。断层及层间错动发育
4	陡立层状岩体	沉积岩建造 变质岩建造	强烈构造运动岩层倾角60°—90°	中-深变质的千枚岩、片岩、片麻岩、大理岩	同 上
5	褶曲岩体	各种建造	褶皱轴部	各种岩石	同 上
6	完整块状岩体	岩浆岩建造 碳酸盐建造	轻微构造运动	新鲜岩浆岩及碳酸盐	原生节理发育，构造节理较小
7	碎裂块状岩体	岩浆岩建造 碳酸盐建造	经受过强烈的构造作用	中-深变质岩	碎裂结构、块裂结构、似板裂结构。断裂及似层间错动发育
8	岩溶化块状岩体	海相碳酸盐建造	各种程度构造作用	石灰岩、白云岩	架空结构

成、具有一定的结构……”的概念。上面我们讨论了岩体结构的基本特征，指出了岩体具有多种结构类型。它一方面与岩体建造特征有关；另一方面与岩体经受构造作用改造有关。经历过一定改造过程的岩体，则常具有一定的特有的结构特征。也可以说，岩体结构与一定的地质改造特征密切相关。表征岩体建造和改造特征、标志一定结构特征的地质体我们称为地质模型。地质模型的主要特征标志是岩体结构。但这不是全部，而地质模型中还应包括岩石特征，它是岩体质量评价的基础之一。根据上述原则，可以将地质体抽象为若干地质模型（表 1.4.1）。应当注意，地质模型是岩体力学模型的基础，但不是等同。同一类地质模型因其赋存条件不同、地质工程结构不同，故可以抽象为许多力学模型。

（二）各类地质模型的基本特征

（1）*水平层状岩体*　为各种碎屑岩建造及碳酸盐建造的地质体，少量为火山岩建造的地质体。经受褶皱作用不明显，断层和层间错动不发育，仅发育有“×”节理，多数为完整或断续结构、碎裂结构岩体。节理夹角多数为 80°—90°，倾角近直立，呈典型棋盘格式组合。灰岩及粘土岩中节理多愈合，呈完整结构。

（2）*缓倾层状岩体*　为各种碎屑岩及碳酸盐建造，部分为火山岩建造。有的发生轻微变质，多数未发生变质。位于褶皱的翼部，岩层倾角 10°—30°，经受过明显地挤压作用。共轭扭性断层发育，层间错动亦较发育，压性及张性断层较少。“×”型断裂面夹角大多为 60°—80°，倾角大多为 70°—80°。显节理发育，节理间距大多为单层厚度的 1.5—2 倍。碎裂结构、块裂结构岩体较多，有的亦可构成板裂结构岩体。

（3）*陡倾层状岩体*　由中至深变质的碎屑岩建造和碳酸盐建造组成，也有的为沉积岩建造组成。在地质构造上为褶皱的翼部，经受过强烈的褶皱作用，岩层倾角为 40°—60°。断层及层间错动比较发育，断裂以扭性为主，压性及张性断裂亦常见，断层和节理常呈“米”字型组合。软弱结构面比较发育，块裂结构岩体的结构体小。显节理为主，节理延展长，节理间距常为岩层单层厚度的 1 倍左右。劈理发育。由于层间错动比较发育，岩体常呈碎裂——板裂结构。

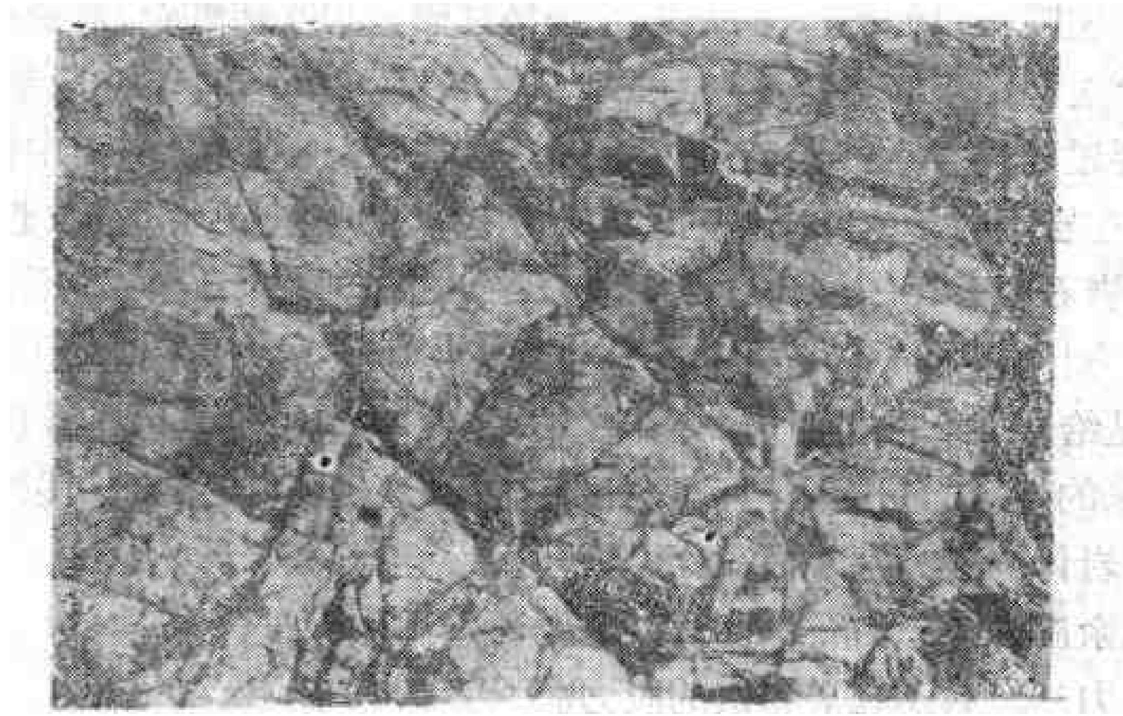
（4）*陡立层状岩体*　为中-深变质的碎屑岩及碳酸盐建造，也有的为轻变质和未变质。岩石常为板岩、千枚岩、片岩、变质灰岩。岩层倾角为 60°—90°，往往位于紧闭褶皱地段。压性、张性、扭性断裂均很发育。层间错动极发育，软弱岩层常被错成构造软弱夹层。岩体呈典型板裂结构。节理密集，岩体比较破碎。

（5）*弯曲层状岩体*　位于褶皱轴部，岩层弯曲，张性断裂及节理和压性断裂比较发育。层间常有脱空和岩层增厚现象。层间错动比较发育，节理密集，平行于褶皱轴的纵向张节理尤为发育。岩体结构型式以碎裂、块裂结构为主，亦有的构成板裂结构。

（6）*完整块状岩体*　主要由岩浆岩、片麻岩及大理岩组成。节理稀少，尤其是被节理切割成岩块——结构体是完整的。以岩浆岩为例，主要由喜马拉雅期及燕山期岩浆岩组成，海西期岩浆岩有的亦属于此类。岩体中节理主要为原生节理，且表层常为显节理。深于 30—50m 以下时转变为以隐节理为主。因此，表层呈碎裂结构岩体，深部为完整或断续结构岩体，它们之间呈渐变特征。

（7）*碎裂块状岩体*　在母岩组成上与完整块状岩体相近，多具变质特征。结构体

亦受挤压破碎(照片 1.4.1)。由加里东及其更早的岩浆岩和古老的变质岩组成。构造挤压极剧烈,岩体除破碎外,还呈混合岩化现象。节理中高级序者有规律性,低级序者规律常模糊不清。高级序节理间距常为 1—2m,低级序节理极密集,甚至密至间距为 1—2cm,岩体结构以碎裂为主。



照片 1.4.1　桐子林花岗岩结构特征

(8) *岩溶化块状岩体*　由厚层及巨厚层碳酸盐建造构成,经受过比较剧烈的构造作用,节理、断裂及层间错动比较发育。沿节理、断裂及层间错动不同程度地发育有溶洞,喀斯特比较发育,剧烈者使岩体形成架空结构。空洞有的被充填,有的呈空穴。残余岩体常被方解石愈合,具有完整结构。

五、岩体赋存环境的特征

研究岩体力学仅研究岩石和岩体结构还不够,还必须研究岩体赋存环境。岩体赋存环境可以使岩体结构的力学效应和岩体力学性能发生改变。环境是一项活的因素、易变的因素。它包括:

1) 地应力;
2) 地下水;
3) 地温。

在这三者中,地温的力学效应还没有提到地质工程需要研究的日程上来,当前地应力和地下水研究得比较深入。研究地下水的问题很重要,目前边坡破坏中 90% 与地下水有关,但目前研究得还很不够。关于这一部分下面也要作些讨论,地温也讨论一下,而着重讨论地应力。这是因为一方面地应力的作用是直接的,另一方面,关于地应力目前研究的比较多,已有一些认识。

(一) 地　应　力

1. 概　说

什么是地应力,其说不一。有的说是蓄存在岩体内的应力,有的说是岩体赋存环境条

件。实际上,地应力具有双重性。一方面它是岩体赋存条件,另一方面它又赋存于岩体之内,和岩体组成成分一样,左右着岩体特性,是岩体力学特性的组成成分。

把地应力视为岩体赋存环境一般容易理解。我们在处理一个岩体力学模型时,总是把地应力作为其初始条件,这就意味着地应力是岩体赋存条件。那么,怎样理解地应力又是岩体的力学特性呢?我们曾指出过,岩体是经过建造和改造过程、遭受过变形和破坏而形成的。在这个过程中也伴随着地应力的形成和改造,积累和释放,以至形成地应力场。这里有两个重要过程:第一个是建造过程,在这个过程中伴随着岩石中矿物的形成和改造的先后差异,在岩石内形成有矿物内部的封闭应力或冻结应力。在改造过程中,岩体遭受构造变形,在岩石内蓄存一种构造形变应力,经过后期的剥蚀释放,而在岩石内保留有构造残余应力。封闭在矿物内的冻结应力必须破坏对矿物封闭条件才能释放出来。地应力测量实际上是给岩石以回弹变形的条件,故所测得的地应力是构造残余应力,而岩石破坏时所释放出来的地应力是封闭在矿物内的应力,这就是孤石内也可以测出地应力的原因。上述表明,岩体内应力有两种成分:

1)构造残余应力——岩石弹性形变应力;

2)冻结应力——封闭在矿物内的应力。

在研究地应力时,应当明确地认识到地应力的两种组成成分和地应力具有双重性这一特征,即构造残余应力可以作为环境应力,而冻结应力属于岩体力学性质的组成成分。在工程实践中,地应力测量所得到的只是构造残余应力部分,而冻结应力部分是测不出来的。冻结应力可通过岩石单轴压变形试验或破裂试验求得。关于构造残余应力已进行了许多研究,研究结果常作为岩体赋存条件运用于岩体力学计算中。应当注意,这是一种体力,它的作用只与变形相伴随才有效,将它移植于变形之外就无效了。因此,简单地把地应力作为外力加于地质模型之外不都是正确的。关于冻结应力,目前还研究得很少。然而,这也是十分重要的一部分。由于它的存在,因此岩体内已经存在预应变,即增大了抵抗外力的能力,使变形曲线发生畸变,它不是简单的线性曲线,不能简单地用胡克法则表征。目前,在岩体力学研究中,仍然停留在只用胡克法则的弹性模量描述岩体的变形特征。显然,这是不够的。这个问题应注意研究。地应力具有双重性是客观存在的。

地应力研究中还有一个问题,即测得的地应力是原始地应力,还是扰动后残留在岩体中的应力。这个问题很难说清楚,原因是它与测点的状态有关。一般来说,地应力都受到扰动,深部的地应力场域大一些,但也不是不变的。对工程建筑来说,主要关心的是与地质工程有关的地应力值.

地应力是支配岩体力学作用的重要因素之一。已获得的研究结果表明,它既是岩体运动的作用力之一,又是岩体本构规律特征的控制因素之一。

处于一定的地应力环境中的岩体,相对地处于平衡状态中。由于修建工程在岩体内开挖成洞室、矿坑或基坑等,破坏了岩体内原始地应力状态而失去其平衡,引起岩体产生变形,这种变形系在地应力作用下产生的回弹变形。大量矿山的井巷变形和部分边坡变形就是在这种作用下形成的。我国长江某水电站厂房基坑开挖后引起的基坑变形及金川露天矿边坡变形皆属此例。

另一方面,岩体本构特征也与岩体赋存的地应力状态密切相关。它主要表现在下面三个方面:

1）影响着岩体的承载能力　　大量的岩体三轴试验结果表明，岩体抗压强度随着围压增大而提高。对赋存于一定地应力环境中的岩体来说，地应力对岩体形成的围压越大，其承载能力也越大。矿山岩柱及井巷间的夹壁的破坏原因往往在此。

2）影响着岩体变形和破坏机制　　岩体力学试验结果表明，许多在低围压下呈脆性破坏的岩石在高围压下呈剪塑性变形，这种变形和破坏机制的变化揭示着岩体赋存的地应力条件不同，岩体本构法则也不同，这一点在研究岩体力学作用时必须注意。往往由于对这一特征注意不够，而将处于高地应力区具有塑性流动的岩体视为弹性材料进行研究，结果与实际不符。在进行岩体力学研究时必须考虑地应力条件对岩体变形和破坏的本构法则的影响，才能得到比较符合实际的结果。

3）影响着岩体中应力传播法则　　严格地讲，岩体不是连续介质，而是不连续介质。但是，由于岩块间存在摩擦作用，赋存于高地应力区的岩体，在地应力形成的高围压作用下则变为具有连续介质特征的岩体。也就是说，地应力可以使不连续变形的岩体转化为连续变形的岩体，从而使岩体中应力传播具有连续介质特征。

上述表明，在岩体力学研究中必须考虑地应力的因素，地应力是岩体力学工作中不可缺少的一部分工作。

近30年来，随着地应力测量工作的发展，对地壳内存在的地应力可以用科学的方法测得它的状况，已经没有人怀疑了。现在人们关心的问题是怎样测得准和它的规律是什么。

关于地应力测量拟在后面讨论，这一节我们先讨论地应力的存在规律。

地壳内应力，很早就存在着两种观点。一种观点认为：地壳内应力主要是在自重作用下产生的垂直应力。地应力垂直分量 σ_z 可以用岩石的容重 γ 与埋深 h 的乘积来定，即

$$\sigma_z = \gamma h \tag{1.14}$$

而水平分量则有两种看法：一种是瑞士地质学家海姆（1878）提出的水平分量 σ_h 与垂直分量 σ_z 相等的静水压理论，即

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \gamma h \tag{1.15}$$

这个理论几乎统治了半个世纪。另一种看法是基于弹性理论提出的，认为水平地应力分量与岩体侧胀性能有关，它取决于泊松效应，即

$$\sigma_x = \frac{\mu_{zx}}{1-\mu_{xz}}\sigma_z \tag{1.16}$$

$$\sigma_y = \frac{\mu_{zy}}{1-\mu_{yz}}\sigma_z \tag{1.17}$$

式中 μ_{zx} 为Z方向加压在 x 方向产生的泊松比；μ_{zy} 为 z 方向加压在 y 方向产生的泊松比。这两种看法实质上是一样的，即岩体形成后遭受构造变动时地应力不发生改变，地壳中的水平地应力主要由岩体侧胀效应形成的。海姆条件实际上是泊松比等于 0.5 的特例，即高塑性地区的岩体形变条件。这种观点显然不符合实际，因为岩体在构造运动过程中不仅改变了结构，而且改变了地应力状态。今天大量的地应力测量结果表明，水平地应力分量与垂直地应力分量之比常常大于1，而且地壳内存在的水平地应力分量 σ_x 并不是地应力的最大主应力 σ_1，最大主应力与区域构造作用密切相关。姚宝魁等(1986)在我国金川地区测得 σ_x/σ_z 可达 1:2，而 σ_1 与水平面夹角为 14°—5° 左右。N. Hast (1951)[1] 在

1）于学馥的"矿山岩石力学"资料。

芬兰斯堪的那维亚半岛地区测得的 σ_x/σ_z 竟小至 0.3,有的可高达 1.5—7,σ_1 与水平面夹角可达 30°,这些事实是与自重作用观点显然矛盾的。另一种观点则认为,地壳内应力主要是地球自转及自转速度变化而产生的水平应力。按李四光(1963)的看法,这是地壳运动的主要动力,这一原因对形成地壳内应力场来说是不容忽视的。只能说它是形成地壳内应力的原因之一,甚至可以说是重要原因之一,但不能说地壳内普遍存在的以水平地应力为主的现阶段地应力场就是地球自转形成的。下面揭示的地应力规律用它还是说明不了的。特别是现代地壳内应力场与最新构造变形场并不相同,而倒与古老构造变形场相吻合,这一事实与李四光的说法相矛盾。已有的地应力测量结果表明,现阶段的地应力场主要是构造残余应力场,它的现状与剥蚀作用密切相关。剥蚀残余理论可以较好地解释地应力场的现状。

2. 地应力分布的若干规律

根据研究矿山地压的需要, N. Hast (1951)[1] 在瑞典矿山开始了地应力测量。这一课题的研究已扩展到五大洲许多地区,已经取得了许多可供参考的资料。但是,与我们居住的整个地球来比,还是极少见的。尽管如此,对已取得的资料进行总结,还是可以看出若干规律来,这对我们进一步研究地应力具有十分重要的指导意义。这些规律概述如下。

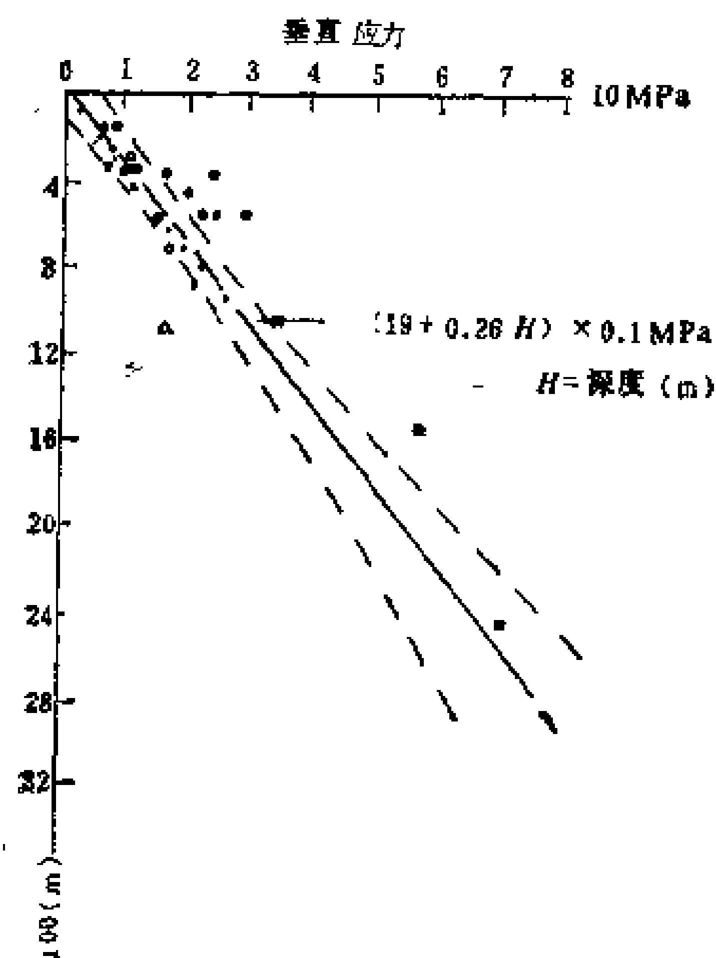


图 1.5.1 垂直应力随深度而增加

(1) H. K. булин[2] 在总结全世界地应力垂直分量时,证明在 25—2,700m 范围内垂直应力随深度呈线性增长,其增长率大致相当于岩体的平均容重 γ。G. Herget[3] 也得到了同样的统计结果。图 1.5.1 是 G. Herget 的统计结果,他根据这个资料给出了 $\sigma_z=(19\pm12.6)+(0.266\pm0.028)H$ 的关系,式中 σ_z 为垂直应力分量(0.1MPa);H 为测量深度(m)。上式表明,$\frac{\Delta\sigma_z}{\Delta H}=0.266\pm0.028$,即与岩体容重相当。而绝对值及表层垂直应力分量比较复杂,有大有小,多数远远大于 γh 计算值,有时又出现负值,即拉应力。

(2) 水平应力分布比较复杂,它具有如下几个特点:

1) 最大水平应力分量绝大多数大于垂直应力分量。根据国内外实测资料统计,σ_{h_1}/σ_v 一般为 0.5—5.5,大部分在 0.8—1.2 之间,最大值有的达 30 或更大,也有的用水平应力平均值 $\sigma_{h.av}$ 与垂直应力 σ_z 的比值来表示。比值一般也在 0.5—5 之间,大多数为 0.8—1.5。我国的实测资料表明,该值在0.8—3.0 之间,而大部分在 0.8—1.2 之间。表 1.5.1 为世界一些地区的统计资料。

---

1) 于学馥的"矿山岩石力学"资料。

2),3) 引自国家地震局地震地质大队编的"地震地质参考资料",1975。

表 1.5.1 世界一些地区的水平应力与垂直应力的比值

国家名称	不同 $\sigma_{h,av}/\sigma_v$ 的频度分布			$\sigma_{h,av}/\sigma_v$
	<0.8	0.8—1.2	>1.2	
中国	32	40	28	2.09
澳大利亚	0	22	78	2.95
加拿大	0	0	100	2.56
美国	18	41	41	3.29
挪威	17	17	66	5.56
瑞典	0	0	100	4.99
南非	41	24	35	2.5
苏联	51	29	20	4.30
其它地区	37.5	37.5	25	1.96

2）地壳内第一主应力方向接近水平，它与水平面夹角多数小于 30°。

3）G. Herget[1] 统计结果表明（图 1.5.2），平均水平应力分布大体上可分为两个群，一群大于垂直应力分量，一群则小于垂直应力分量。K. булин[2] 按地质构造单元分析而统计的结果（图 1.5.3）表明，地台盖层内水平应力大多小于垂直应力，而地台基底内水平应力大多大于垂直应力分量。由图 1.5.3 资料可以看出，这种关系不是稳定的，这种不稳定性原因可能有多种，而主要是与地质构造作用过程有关。

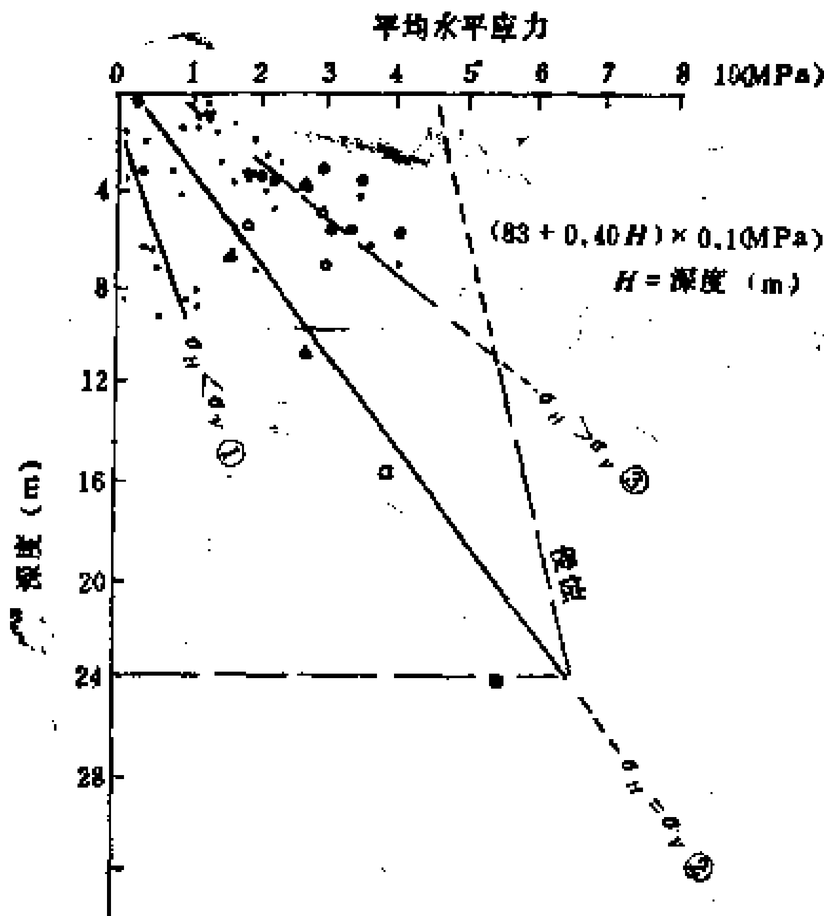


图 1.5.2 平均水平应力随深度而增加[3]

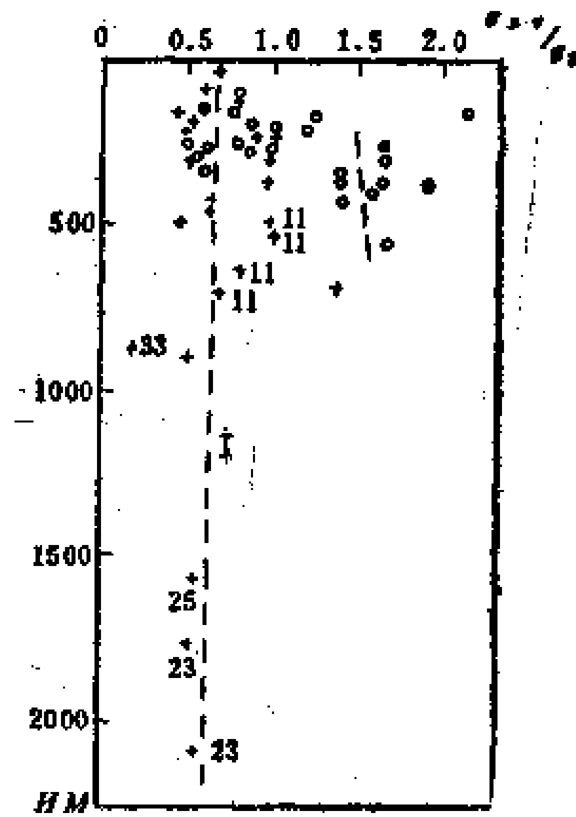


图 1.5.3 水平应力与垂直应力之比[4] $\sigma_{x,y}/\sigma_z$ 随深度的变化

4）小水平应力分量常常是地应力最小主应力分量，N. Hast (1951) 对芬兰斯堪的纳维亚地应力测量结果[5]统计（图 1.5.4）表明，在深度达 1,000m 范围内最大主应力分量与最小主应力分量之差近似为一常数，即

1),2),3),4) 引自国家地震局地震大队编的“地震地质参考资料”，1975。
5) 于学馥的“矿山岩石力学”资料。

$$\sigma_1 - \sigma_3 = 2\tau_{max} \doteq 20\text{MPa}$$

N. Hast (1951) 认为在地应力稳定的地区[1]，τ_{max} 可达 12MPa，而非稳定地区且岩石完整的，局部可达 20MPa，这一现象对认识浅层地壳的变形和破坏具有十分重要的意义。

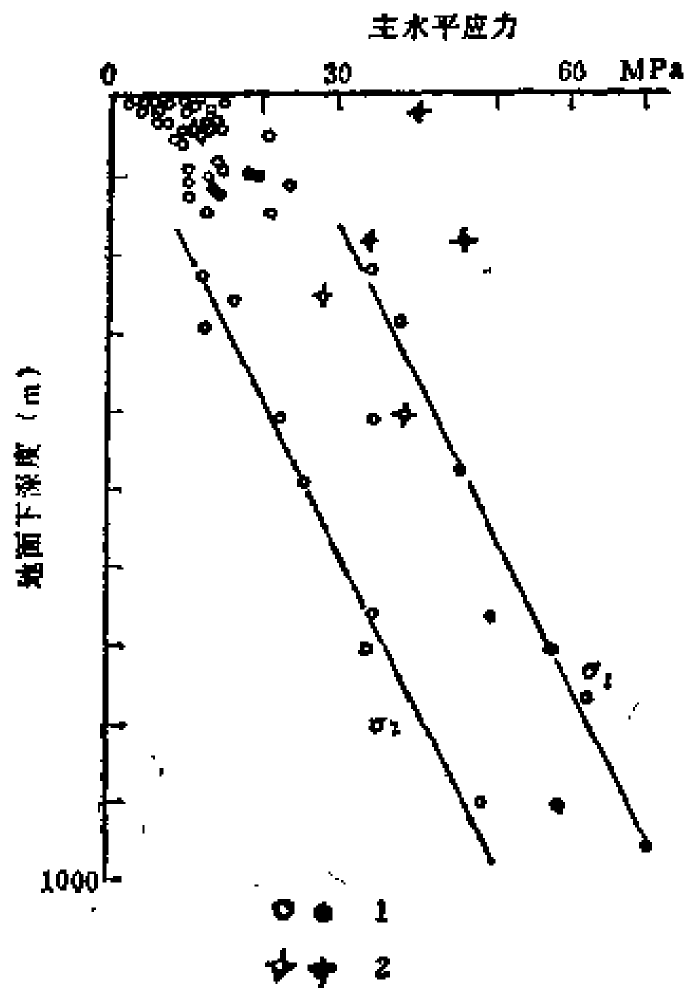


图 1.5.4 $\sigma_1 - \sigma_2$ 随深度的变化

1. σ_1,σ_2 是正常地区中的资料；2. σ_1,σ_2 是在地壳板块之间超应力区中的资料

一般不论是在一个大的区域还是在一个工程区范围内，σ_{hx} 和 σ_{hy} 的大小与方向都有一定的变化。一般来讲，$\sigma_{hx}/\sigma_{hy} = 0.2—0.8$，大多数为 0.4—0.7。以我国华北地区为例，$\sigma_{hx}/\sigma_{hy}=0.19—0.27$ 的占 17%，0.43—0.64 的占 61%，0.66—0.78 的占 22%。表 1.5.2 列出了中国及部分欧美的资料，可供参考。

(3) 地应力测量结果与区域构造运动研究结果结合起来分析发现，现阶段地壳内应力场多半是与本区控制性的构造变形场一致。晚期构造运动强度如超不过早期构造运动强度，则早期构造运动形成的地应力场很难被晚期构造运动改变，只能对它有某些影响。下面的实例对认识这一论点很有意义。

姚宝魁等（1986）对我国甘肃矿区地应力测量表明：

1）该地区地应力水平分量大于或接近于垂直分量；

表 1.5.2 两个水平应力分量之间的关系

实测地点	统计数目	σ_{hx}/σ_{hy} 的比值(%)			
		1.0—0.75	0.75—0.5	0.5—0.25	0.25—0
斯堪的那维亚等地	51	14	67	13	0
北美	222	22	46	23	9
中国	25	12	56	24	8
中国华北地区	18	6	61	22	11

2）水平方向的两个应力分量不相等，一大一小，具有明显的方向性；最大水平主应力方位为东北 30°—40°，与水平面呈 14°—5° 的夹角。这一产状与该区控制性构造变形场是一致的。该区的基本构造格架形成距今 16×10^8a 前的吕梁运动，构造线方向为北西 50°—60°，主压应力方向为北东 30°—40°。后期的加里东运动、海西运动以及燕山运动在本区显现的主压应力都是北东 30°—40°。而晚近的喜马拉雅运动在本区亦有反应，其主压应力方向则为南北。实测的地应力场基本上与古老的构造应力场一致，喜马拉雅运动作用使之稍微偏转。

1) 于学馥的"矿山岩石力学"资料。

类似的现象在西北欧、北美、南非、苏联等地区都有反映，这一现象还揭示了另外一个问题，即构造应力的主要部分随着剥蚀卸荷可以很快释放掉。如许多地台区至少都有万米以上的上覆岩层，现今地面上原垂直地应力显然大于 300MPa，由于上覆岩层的剥蚀，现今地表浅层的垂直地应力仅为几 MPa，显然卸荷释放掉的地应力近 300MPa。尽管构造残余应力很低，但仍然保留着原构造应力场的格局，构造残余应力很难释放殆尽。这一现象在河谷两侧的岩体中地应力分布亦有显示。表 1.5.3 及图 1.5.5 为B. M. Кутелов 发表的资料[1]。这一资料表明，几乎在任何情况下测得的地应力都超过由上覆岩石计算得来的地应力值，且在接近河谷岸坡表面存在的地应力分若干带现象。已经发现在接近河谷岸坡表面部分为岩石风化和地应力偏低带，往下则转变为地应力集中带，亦即地应力偏高带，再往下则逐渐过渡到地应力平稳区。图 1.5.5 所示的托克托古尔水电站坝段变质灰岩中地应力偏低带在现代河谷侵蚀范围内为 2—5m，在晚第四纪侵蚀范围内则增大到 20—

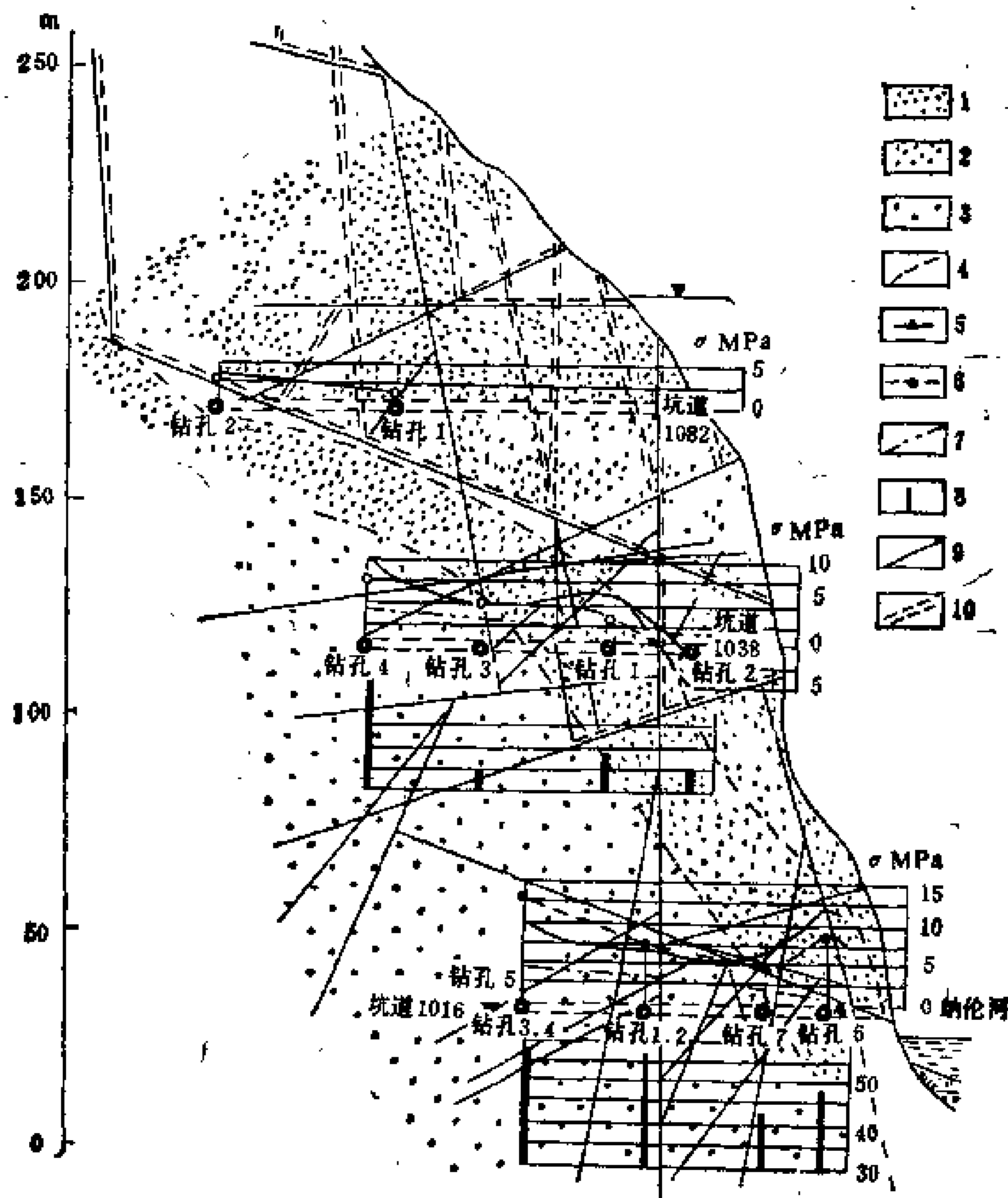


图 1.5.5 托克托古尔水电站坝段裂隙灰岩中地应力分布图

1.地应力偏低带(弱化岩石带)；2.地应力偏高带(集中带)；3.实际上的地应力平稳区；4.地应力值大小和岩石状态不同的地带分界线；5,6.测量到的地应力 σ[0.1MPa (5.垂直应力；6.水平应力)]；7.由岩石重量计算的地应力 $\sigma=\gamma H$；8.动力弹性系数 $E_{动}NH$(0.1MPa)；9.大的构造裂隙；10.谷坡回抗裂隙

1) 引自国家地震局地震地质大队编的"地震地质参考资料"，1975。

30m；在中第四纪侵蚀的高程内则增加到 60—100m，这一带一般风化现象较明显。地应力集中带，即地应力偏高带的位置几乎与河谷岸坡平行，这一带风化作用不明显，其规模亦不大。在变质灰岩中测得地应力偏高带厚度约为 15—20m。再往下就是接近于未切割前的地应力状态的应力平稳区。

图 1.5.6 是中国科学院岩体土力学研究所白世伟、李光煜(1982)在雅砻江下游二滩坝

表 1.5.3　河谷岸坡内地应力分布特征

地点	岸	坑道	坑道距水边线的高(m)	河谷岸坡的年代	实验钻孔	坑道口与钻孔的距离(m)	钻孔深度(m)	钻孔试验次数	距地面深度 H(m)	实测地应力		计算垂直地应力值 $\sigma_z'=\gamma h$(0.1 MPa)	$\frac{\sigma_x}{\gamma h}$
										σ_x(0.1MPa)	σ_{xy}(0.1MPa)		
叶尼塞河萨彦-舒森水电站	右岸变质页岩	16	38	Q_3^-	1	6	3.6	4	25	136	100	7	19.5
		34—41	49	Q_3	1	2	5.6	11	25	105	105	7	15.0
					3	45	5.0	5	46	48	32	11	4.5
		20	137	Q_2	1,2	10.75	5.0, 3.0	9,4	18	185	125	5	37.0
					3	48.25	4.6	5	36	55	20	10	5.5
	左岸角页岩				1	7.5	4.2	5	44	185	138	12	15.5
		32	26	Q_3	2	23	2.7	4	62	70	56	17	4.1
纳仑河托克托古尔水电站	左岸石灰岩				6	16	10	14	45	120	90	12	10.0
					7	36	9.1	7	93	66	57	25	2.6
					1	77	7.1	11					
		1,016	5	Q_4	2	77	5.1	5	150	70	80	40	1.7
					3	103	7.6	10	187	107	133	50	2.1
					4	103	5.0	6					
					5	108	8.0	10	194	110	130	52	2.7
					2	13.5	7.0	5	56	−20	−57	15	
		1,038	90	Q_3	1	36	10.0	9	86	65	30	23	2.8
					3	69	7.0	3	112	47	49	30	1.5
					4	100	7.1	4	138	95	75	37	2.5
		1,082	145	Q_2	1	52	8.7	6	75	29		20	1.4
					2	100	9.0	7	150	30	28	40	0.7
	右岸石灰岩	1,078	56	Q	1	40	8.3	6	93	28	30	25	1.1
					2	73	8.5	5	147	72	56	38	1.9
印古尔河印古尔水电站	左岸石灰岩	3,412	22	Q_3	1	16	7.5	11	15	−3	7	4	
				Q_3	2	10	3.5	5	15	−7	4	4	
					4	20	9.7	9	30	8	−10	8	1.6
					5	35	7.5	15	60	48	−22	16	3.0

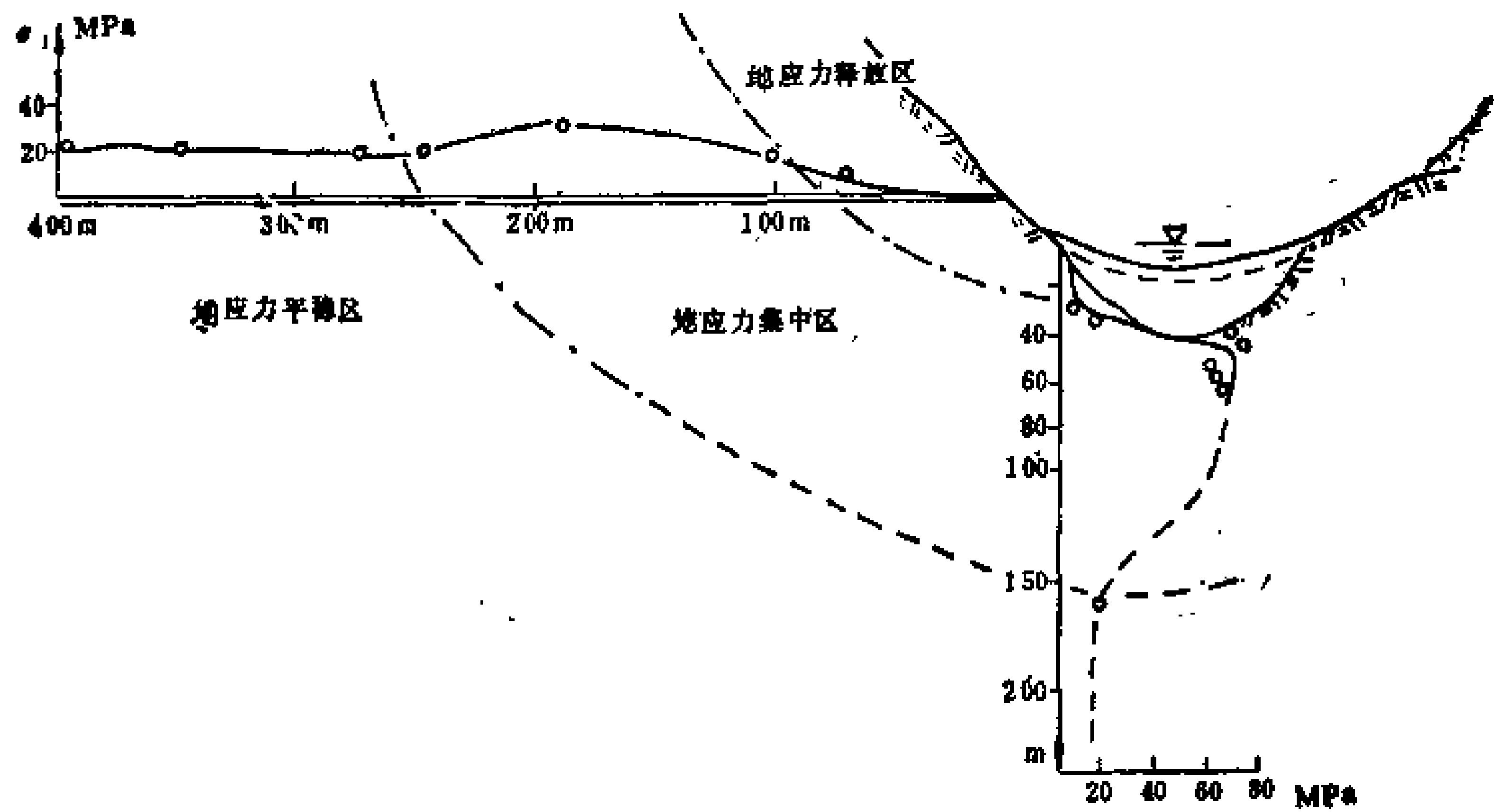


图1.5.6 三滩坝址地应力特征
(白世伟、李光煜，1982)

址处测得的地应力空间分布资料。这一资料也表明，在地表下不深处存在一个地应力集中区。该区深度约为150m。上述资料再一次证明，岩体内由于剥蚀卸荷地应力大量释放，但并没有释放殆尽，而有一部分向深部转移，形成地应力集中区，这一现象对岩体力学研究具有重要意义。

总结上述资料可以得到下面的基本认识，现阶段地壳浅部的地应力场主要为构造残余应力场，它与本区内最强烈的一期构造运动应力场密切相关。构造变动引起的侵蚀作用使构造应力大量释放，但其残余部分很难释放殆尽。这一认识不论对地应力测量还是对岩体力学作用研究都是十分重要的。

3）地应力场是多变的非稳定场。地壳浅层的岩体中绝大部分应力是以水平应力为主的三向不等的空间应力场。上一节讨论了它在空间上的分布规律。已有资料表明，三个主应力的大小和方向在时间延续上也是变化的，而不是恒定的稳定场，其变化速率时大时小。在相对稳定的地区和时期，其变化速率常不被人们所觉察；而地表相对活动的地区和时期，特别是地震前后，其变化是明显的。表1.5.4的资料展示了这一信息。

表1.5.4 地震前后地应力变化观测资料

地 点	测量时间年月	最大主应力方向		水平应力(MPa)		最大剪应力(MPa) $\tau_{max}=\frac{\sigma_1-\sigma_3}{2}$
		地震前	地震后	σ_1	σ_2	
唐山凤凰山	1976,10	近东西向	N47°W	2.5	1.7	0.4
顺 义 吴雄寺	1971,6	N75°W		3.1	1.8	0.65
	1973,1	N73°W		2.6	0.4	1.1
	1976,9		N83°W	3.6	1.7	0.95
	1977,7		N75°W	2.7	2.1	0.3

表 1.5.4 资料表明，在地震活动区地应力的大小和方向在地震前后的变化是相当大的。以北京顺义吴雄寺实测资料为例，从 1976 年 10 月 28 日唐山地区发生 7.8 级地震前后地应力的变化可以看出，该测点在地震前后经历了一个完整的地应力积累和释放过程。震前的 1971 年到 1973 年 τ_{max} 由 0.63MPa 增长到 1.1MPa，震后的 1976 年 9 月到 1977 年 7 月，τ_{max} 由 0.95MPa 释放到 0.3MPa。主应力方向由震前 1973 年 1 月的 N73°W 变化到震后 1976 年 9 月的 N83°W，而到 1977 年 7 月又恢复到 1971 年 6 月的 N75°W，恢复到震前状态。

崔中元等对甘肃地区地应力研究的结果也得到了地应力是在不断变化的信息。如金川地区从 1970 年到 1979 年地应力处于不断积累过程中，其应变积累速率约为 10^{-7}—10^{-6}MPa/a 之间；而六盘山的应变积累速率可达 $n\times10^{-5}$MPa/a，地应力变化在 10a 中达 1.0—2.0MPa，有时观测到数天内就变化达 0.5MPa[1]。

地应力的方向变化也十分显著。如 N. Hast[2] 在中非、格陵兰和斯匹兹卑尔根古老的花岗岩地区发现，地壳上部水平地应力场方向至少改过三次，而且目前仍在变化。但是，也有的地方地应力场是稳定的，如瑞典北部的梅尔贝格特矿区的现今地应力场与 20×10^6a 前的地应力场方向完全相同[3]。我国甘肃六盘山地区地应力场方向也发现有变化，如区域地块活动剧烈的 1976 年前后两三年内变化了近 40°(N26°—65°E)。

上面为数不多的事例表明，在研究地应力时，不仅要了解地应力的空间分布，而且必须研究时间延续上的变化。

3. 中国地应力测量的一些资料

中国在 60 年代开始了地应力测量。开展这方面工作比较早的单位有中国科学院长沙矿冶研究所、武汉岩体土力学研究所、地质部地质力学研究所。相继开展这方面工作的有三河地震地质大队、中国科学院地质研究所、成都勘测设计院、水电科学研究院等单位。李方全等(1982)综合国家地震局地震地质大队和地质科学研究院地质力学研究所测量资料发表了我国在 60—70 年代地应力测量资料（表 1.5.5)。表 1.5.5 资料的测深小于 30m，多处于剥蚀卸荷带内。尽管如此，还可以看出，测量地区——华北的地应力是比较高的。近年来在水利水电工程勘察中地应力测量结果表明，我国西南和西北的地应力也很高，如雅砻江上的二滩电站实测的水平地应力竟高达 20—30MPa（测深 100m 左右)。引人注目的是北京郊区地应力测量资料表明，北京地区地应力也高得令人吃惊(表 1.5.6)。如北车营测点测深仅 5—7m 处最大主应力竟高达 5.8MPa，八达岭花岗岩钻探孔深仅 7m，便开始出现饼状岩芯，因而表明北京地区地应力确实很高。

北京市房山县煤岭附近地区测量的地应力资料还表明，近地表的浅部地应力方向很不稳定，如煤岭附近不到 10km 范围内最大主应力方向竟转了 90°，该区测深小于 25m。

孙叶等发表的资料还表明[4]，用岩组分析方法求得的最大主应力方向与实测的最大主应力方向基本一致（表 1.5.7)。

---

1) 崔中元、贾文山、甘肃龙首山地区活动构造特征，兰州地震研究所，1981。
2) 于学馥的“矿山岩石力学”资料。
3) 于学馥的“矿山岩石力学”资料。
4) 孙叶等资料，1982。

表 1.5.5 华北地区地应力绝对值测量结果

(李方全、王连捷，1982)

测量地点	测量时间	岩性及时代	σ_{max} 0.1MPa	σ_{min} 0.1MPa	最大主应力方向
隆尧芳山	1966 年 10 月	寒武系鲕状灰岩	77	42	N54°W
顺义吴雄寺	1971 年 6 月	奥陶系灰岩	31	18	N75°W
顺义庞山	1973 年 11 月	奥陶系灰岩	4	2	N53°W
顺义吴雄寺	1973 年 11 月	奥陶系灰岩	26	4	N33°W
北京温泉	1974 年 8 月	奥陶系灰岩	36	22	N65°W
北京昌平	1974 年 10 月	震旦系灰岩	12	8	N75°W
北京大灰厂	1974 年 11 月	奥陶系灰岩	21	6	N35°W
辽宁海城	1975 年 7 月	前震旦系菱镁矿	93	59	N87°E
辽宁营口	1975 年 10 月	前震旦系白云岩	166	104	N84°W
隆尧尧山	1976 年 6 月	寒武系灰岩	32	21	N87°E
滦县一孔	1976 年 8 月	奥陶系灰岩	58	30	N34°E
滦县二孔	1976 年 9 月	奥陶系灰岩	66	32	N89°W
顺义吴雄寺	1976 年 9 月	奥陶系灰岩	35	17	N83°W
唐山凤凰山	1976 年 10 月	奥陶系灰岩	25	17	N47°W
三河孤山	1976 年 10 月	奥陶系灰岩	21	5	N69°W
怀柔坟头村	1976 年 11 月	奥陶系灰岩	41	11	N83°W
河北赤城	1977 年 7 月	前寒武系超基性岩	33	21	N82°E
顺义吴雄寺	1977 年 7 月	奥陶系灰岩	27	21	N75°W

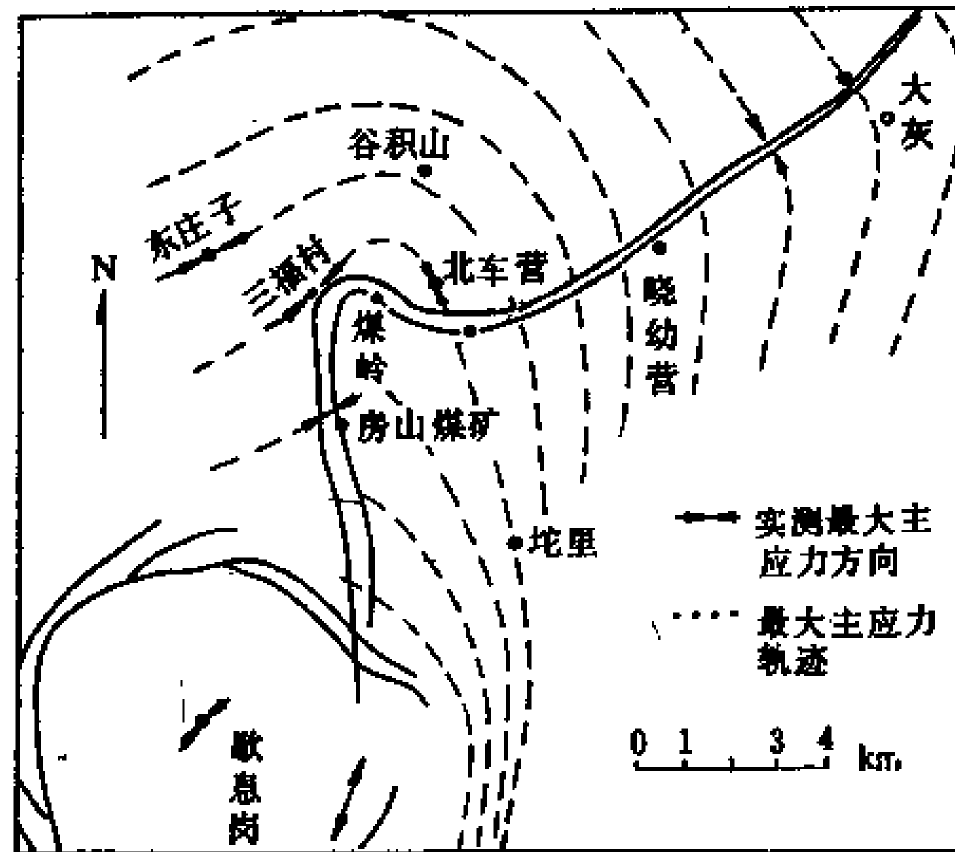


图 1.5.7 北京市房山县煤岭附近地区地应力轨迹推测[1]

---

1) 孙叶等资料，1982。

表 1.5.6　北京郊区地应力测量结果[1)]

测量地点	测量日期	深度(m)	岩性	σ_1 (0.1MPa)		σ_2 (0.1MPa)		τ_{max} (0.1MPa)	备注
				大小	方向	大小	方向		
大灰厂	1974 年 11 月	7—12	灰岩	21	N35°W	9	N55°E	6	
北车营	1980 年	5—7	灰岩	58	N19°W	24	N71°E	19	
三福村	1980 年	4—25	灰岩	23	N39°E	8	N51°W	7.5	
车庄子	1980 年	7—16	灰岩	64	N66°E	5	N24°W	29.5	
房山煤矿	1980 年	7—12	灰岩	8.6	N74°E	5.6	N16°W	1.5	
动力厂	1981 年 8 月	5—17	花岗闪长岩	54	N15°E	26	N75°W	16	
欧息岗	1979 年 9 月	22—24	花岗闪长岩	59	N59°E	34	N31°W	12.5	

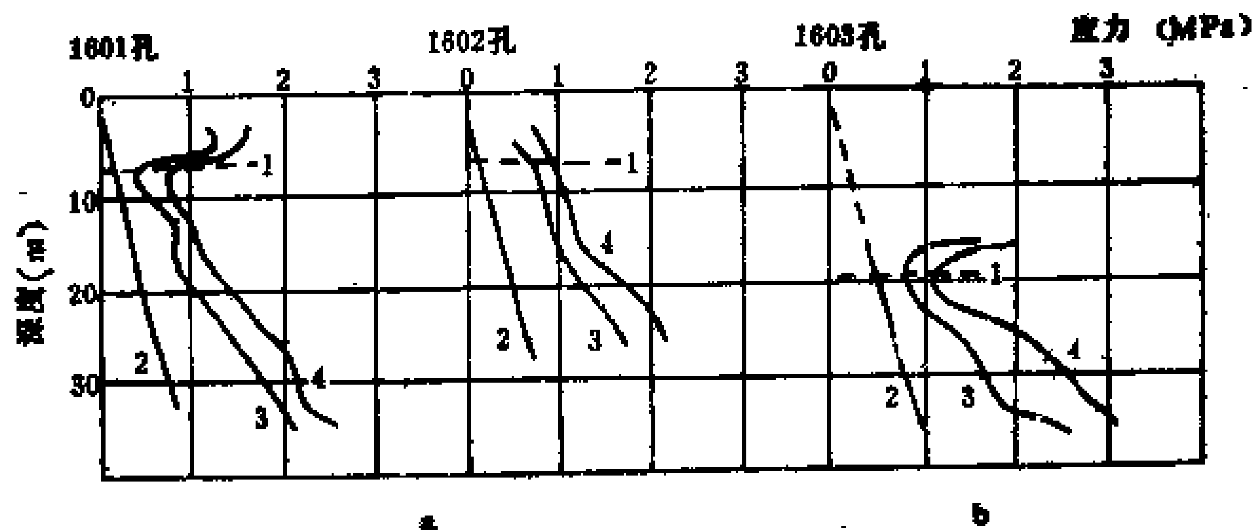


图 1.5.8　葛州坝岩体初始地应力沿深度分布

（白世伟、李光煜，1982）

a.开挖前；b.基坑开挖后。1.软弱夹层；2.σ_v；3.σ_{h_2}；4.σ_{h_1}

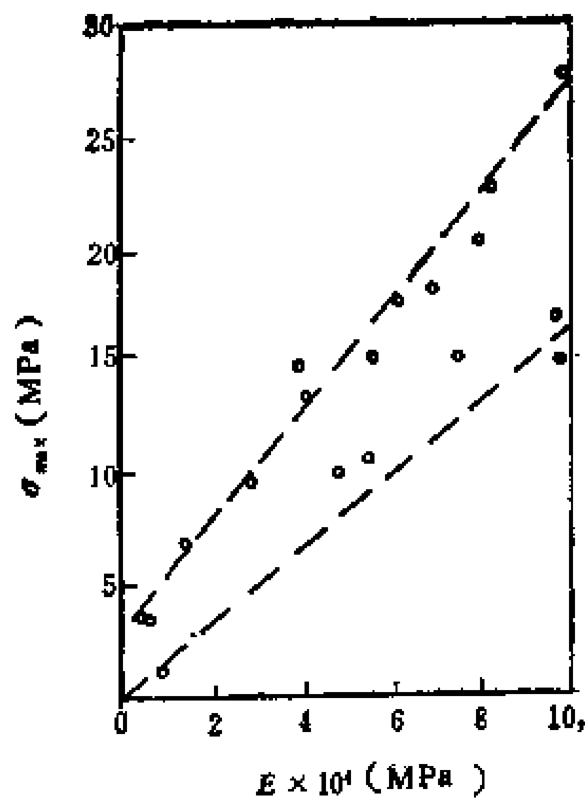


图 1.5.9　实测最大主应力值与岩石弹性模量关系

（白世伟、李光煜，1982）

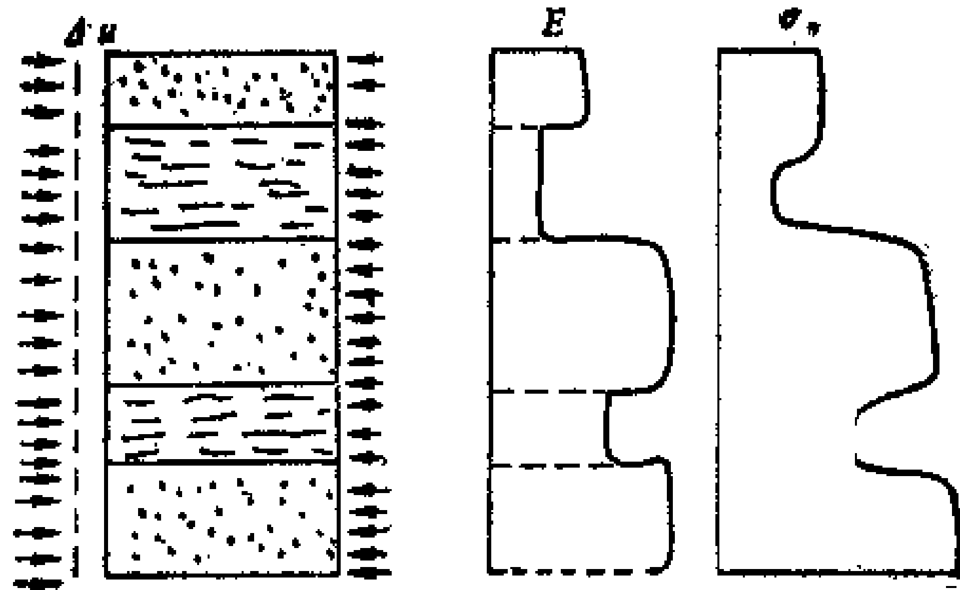


图 1.5.10　地应力值与岩性关系示意图

1）孙叶等资料，1982。

表 1.5.7 实测地应力方向与岩组分析方向对比[1]

地点	大灰厂	北车营	三福村	房山煤矿
实测 σ_1 方向	N35°W	N19°W	N39°E	N74°E
岩组分析方向	N42°W	N20°W N10°E	N37°E	N80°E N81°E

葛州坝水利枢纽地应力测量结果表明，地应力在剖面上随深度变化，不一定一直增加，地应力值与岩性刚度很有关系。如图 1.5.8 所示，一般来讲，地应力随深度而增加，但遇到软弱夹层时，便出现低值。这种现象在许多地区地应力测量中都遇到过，如二滩坝址区就测得地应力与岩石弹性模量成正比（图 1.5.9）。这种现象不难理解，如图 1.5.10 所示，地壳内相邻不远的岩层在经受变形时，其变形量大体上相等。假定地应力的蓄存主要与岩层的弹性有关，那么根据虎克法则，有

$$\sigma = E\varepsilon = E\,\frac{\Delta\mu}{L} \qquad (1.18)$$

式中 L 为变形层长度。式（1.18）表明，岩层内蓄存的地应力值与弹性模量密切相关，即与岩性有关。应当注意，这种关系是相对的，不是绝对的，它只是对相邻层的地应力大小而言。

上述理论又可对另外一个现象做出科学解释，即在地应力测量中不仅存在不同深度处地应力大小不同，而且其主应力方向亦不相同。这种现象主要发生在层状岩体中，层状岩体常是软硬相间的。当岩层弹性模量相差较大时，高弹性模量的坚硬岩层内最大主应力方向一般与区域最大主应力方向一致；而低弹性模量的软弱岩层内由于产生"应力软化"，很有可能最大主应力方向与区域最大主应力方向不一致。因此，在地应力测量中出现最大主应力方向不固定现象是正常的，在均质岩体中一般不会出现这种现象。另外，还可以得到这样一个推论，即在一个不大的地区内，地应力场不一定是固定不变的，而地应变场（ε）

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} = C_0$$

倒可能是固定不变的常数 C_0，这很可能是十分重要的结论。它就象一个地区的地温不一定是常数，而热流密度却是常数一样，是一个地区地质物理场的特征值。这是一个地区的地应力场的特征值，用它表征一个地区的地应力场，可能较用地应力表征更好些。

4. 高地应力区的地质标志

因地应力测量十分昂贵，故在不必要的情况下一般不在这个项目上投资。在举棋不定时，能有一个定性的资料投上一筹，将是十分可贵的。对这个问题来说，在勘探初期，利用勘探工程揭露出来的现象很可能收集到一些对判断该地区地应力高低有用的资料，对勘探区地应力高低作出判断，对决定是否进行地应力测量大有裨益。近几年来，著者对这个问题作过一些探讨，兹将所得归列如下。

(1) 饼状岩芯　早在 1954 年，著者在秦岭北坡进行坝基工程地质勘探工作中就曾

1) 孙叶等资料，1982。

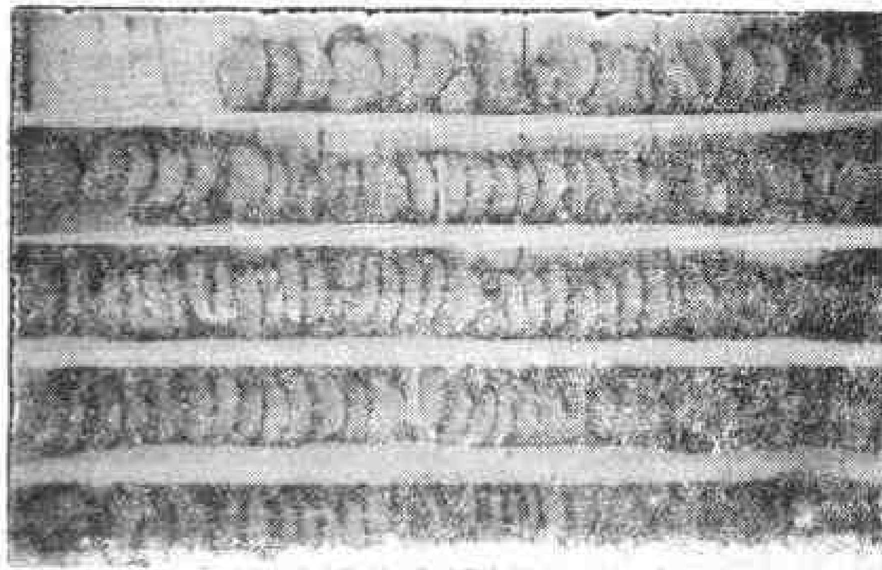
见到过饼状岩芯现象。 70 年代以来，著者在金川、大冶、白云鄂博、大同等矿区钻孔岩芯中见到过大量的这种现象。二滩坝址勘探工作中，在正长岩体中 112 个钻孔有 58 个有饼状岩芯现象（照片 1.5.1）。在河床部位 48 个钻孔中有 40 个出现饼状岩芯现象。该地区两岸测得初始地应力高达 20—30MPa，山坡脚处测得最高地应力达 65.9MPa。关于二滩坝址饼状岩芯现象，近年来中国科学院武汉岩体土力学研究所、中国科学院地质研究所、武汉水利电力学院、水电部成都勘测设计院、成都地质学院等单位的岩石力学工作者用有限元等方法对形成条件作了有益的计算研究，并利用反演法计算了出现饼状岩芯的地应力值，这种分析方法总是与一定的假定和岩石力学参数的选择有关，人们总是有点半信半疑。作为一个可信的证据，最好用试验来验证。美国 L. Obert 和 D. E. Stephenson (1965) 用实验验证的方法同样获得了饼状岩芯现象。他们的试验方法是，先对试件加上围压和轴向压，然后用钻头钻取岩芯，将饼化和不饼化的应力条件记录下来，求得了岩芯饼化应力条件(图 1.5.11 为 L. Obert 等 (1965) 资料的汇总结果)。饼化条件的应力方程全是直线方程，即

$$\sigma_r = K_1 + K_2\sigma_a \tag{1.19}$$

式中 σ_r 为围压；σ_a 为轴向压。表 1.5.8 为试验样品的力学特性及公式中参数。

L. Obert 和 D. E. Stephenson (1965)试验结果说明了如下几个问题：

① 确定了饼状岩芯是高地应力的产物；



照片 1.5.1　二滩坝址正长岩中饼状岩芯

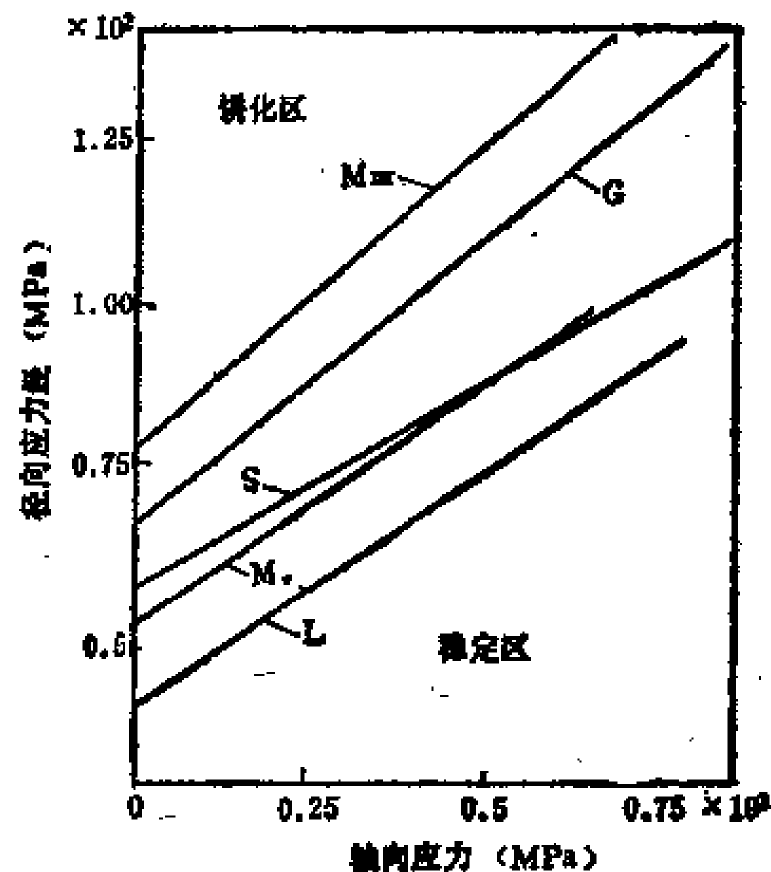


图 1.5.11　岩芯饼化应力条件 (L. Obert 和 D. E. Stephenson, 1965)

G. Georgia 花岗岩；S. 砂岩；L. 石灰岩；Mv. Vermont 大理岩；Mm. Margland 大理岩

② 岩芯饼化主要与地应力差有关。垂直于钻进方向的应力量越大越易发生饼化，轴向应力分量越大越不易产生饼化。岩芯饼化是剪张破裂产物；

③ 岩芯饼化地应力条件受抗拉强度的影响大于岩石的抗压强度的影响。

上述资料表明，岩芯饼化现象只能给出地应力状态，给不出绝对数值，最大可能也只不过给出测点地应力的最低值。因为地应力测量结果表明，大多数情况下 $\sigma_z = rh$。如此，利用岩芯饼化条件可以给出测点地段地应力最低值。白世伟、李光煜 (1982) 在二滩坝址

表 1.5.8 试件力学特性及饼化条件

岩石名称	σ_c (MPa)	σ_t (MPa)	K_1 (MPa)	K_2
L. 石灰岩	62	4.8	40	0.61
S. 砂岩	100.0	4.4	59	0.59
Mv. 大理岩	97.9	1.9	54.2	0.68
Mm. 大理岩	118.3	7.8	79.6	0.89
G. 花岗岩	160.6	4.2	67.9	0.81

取得了裂而未断的饼状岩芯的条件下，利用饼状岩芯给出测点的地应力值是相当可信的。

（2）探洞和地下洞室在施工过程中出现岩爆、剥离、岩体锤击有哑声现象　这是由于洞室开挖引起岩体中初始地应力集中，导致脆性岩体产生张破裂现象。根据第三部分的分析，当初始地应力 P_0 大于岩石抗拉强度 σ_c 一半时，即

$$P_0 > \frac{1}{2}\sigma_c$$

可出现剥离现象，甚至岩爆。

雅砻江二滩坝址勘探工作中见到岩体剥离现象多发生在支洞近岔口地段，这种情况不难理解。如图 1.5.12 所示，主洞开挖造成洞壁围岩内一次地应力集中，在地应力集中区的围岩内开挖支洞又造成二次地应力集中。当集中的地应力 $\sigma_{\theta_2} > [\sigma_t]$ 时，便出现岩石脆性破坏。这种脆性破坏，或表现为岩爆，或剥离，或在岩体内形成张破裂，因而锤击时出现哑声。

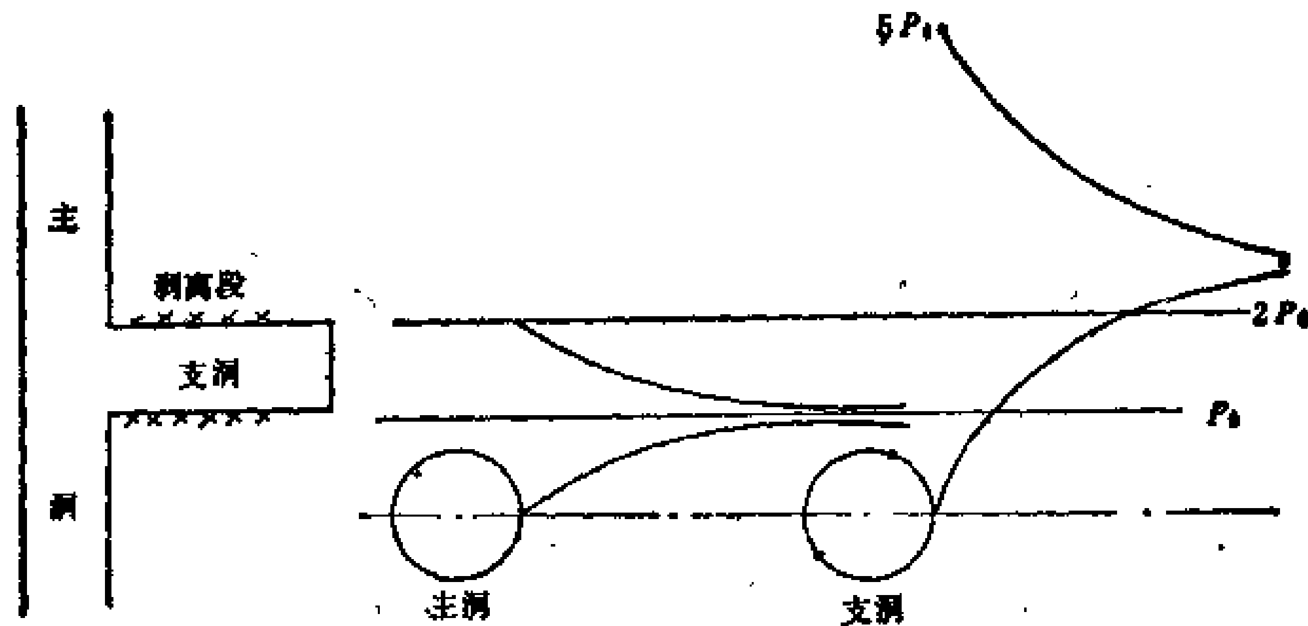


图 1.5.12 支洞中二次地应力集中示意图

如图 1.5.12 所示，设洞室近似为圆形。假定初始地应力场为均匀的，地应力水平为 $P_x = P_y = P_z = P_0$，则一次地应力集中形成的切向应力（σ_{θ_1}）为

$$\sigma_{\theta_1} = \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)P_0 \tag{1.20}$$

距洞壁不同深度处围岩内应力为

$r=$	a	$2a$	$3a$	$4a$	$5a$
$\sigma_{\theta_1}=$	$2P_0$	$1.25P_0$	$1.11P_0$	$1.06P_0$	$1.04P_0$

在一次地应力集中的围岩内开挖支洞时，应力场已不是均匀的，可以近似地简化为图 1.5.13 所示的力学模型，此模型围岩内应力分布可用不均匀地应力场内圆形洞壁围岩的应力分布公式(参见第三部分公式 3.2.151)

$$\sigma_{\theta_2}=(3-\lambda)\sigma_{\theta_1}$$

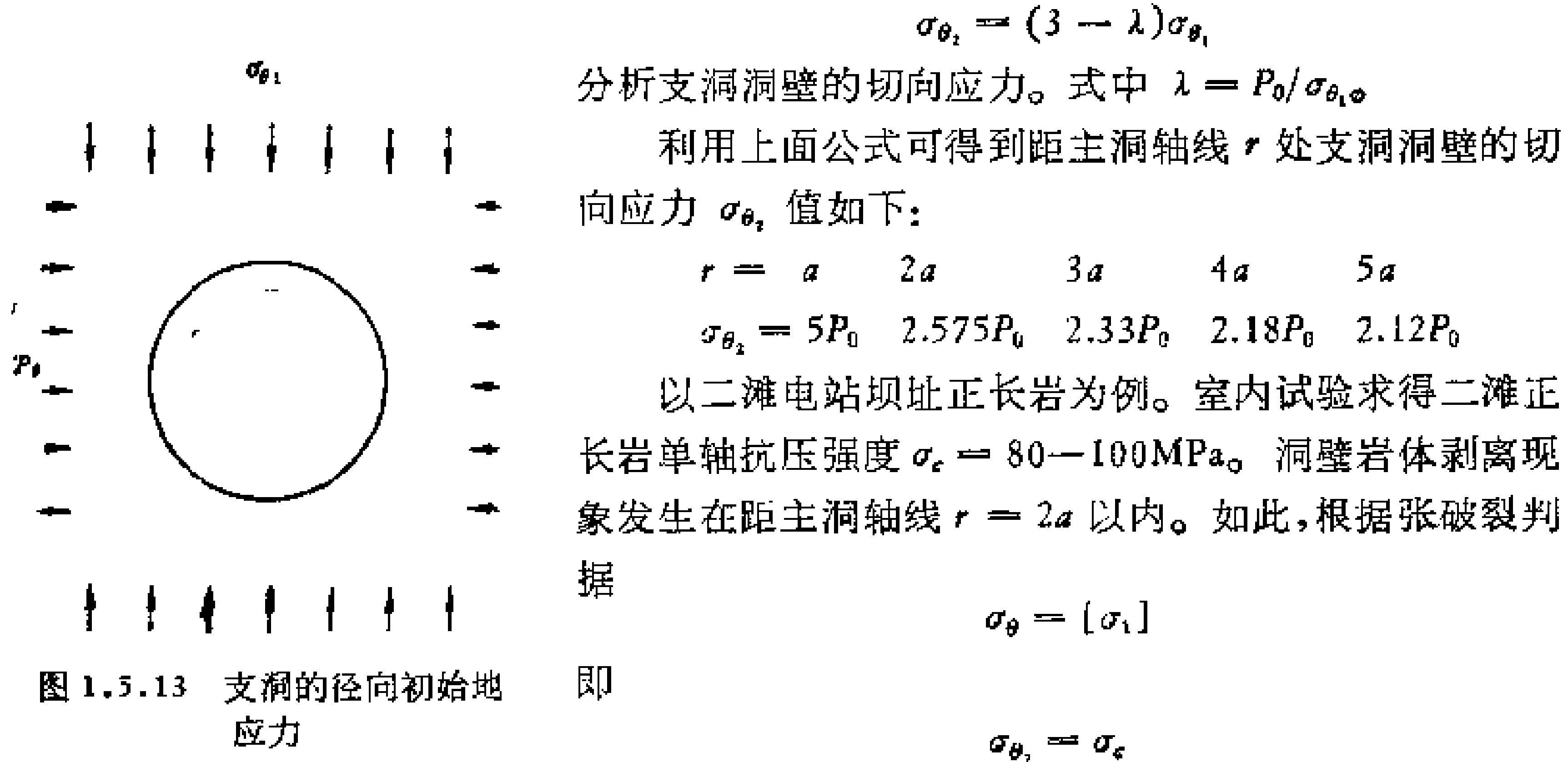


图 1.5.13　支洞的径向初始地应力

分析支洞洞壁的切向应力。式中 $\lambda=P_0/\sigma_{\theta_1}$。

利用上面公式可得到距主洞轴线 r 处支洞洞壁的切向应力 σ_{θ_2} 值如下：

$r=$	a	$2a$	$3a$	$4a$	$5a$
$\sigma_{\theta_2}=$	$5P_0$	$2.575P_0$	$2.33P_0$	$2.18P_0$	$2.12P_0$

以二滩电站坝址正长岩为例。室内试验求得二滩正长岩单轴抗压强度 $\sigma_c=80$—100MPa。洞壁岩体剥离现象发生在距主洞轴线 $r=2a$ 以内。如此，根据张破裂判据

$$\sigma_\theta=[\sigma_1]$$

即

$$\sigma_{\theta_2}=\sigma_c$$

当 $r=2a$ 时，$\sigma_{\theta_2}=2.75P_0$，据此求得

$$P_0=\frac{\sigma_c}{2.75}=29\text{—}36.4\text{MPa}$$

实测得二滩正长岩岩体内初始地应力为 25—35MPa，判断值与实测值基本一致。彼此间有一些差异，这种差异可能是来自实际洞形为方形断面，而计算中采用圆形断面所致。

(3) 隧洞、巷道、钻孔缩径　这是高地应力区软岩中出现的地质标志，它与探洞、隧道施工中出现的岩爆、剥离和锤击哑声现象完全一样，是洞壁应力超过了岩体强度所致。它们的区别在于前者是脆性岩石在高地应力条件下产生张破裂，而后者是软岩产生流变或柔性剪破坏所致。根据第三部分分析可知，柔性剪破坏判据为

$$[\sigma_1]=\frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_3+\frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{1.21}$$

洞壁处 $\sigma_3=\sigma_r=0$，故

$$[\sigma_1]=\frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi}=\sigma_c \tag{1.22}$$

对均匀地应力场内圆形洞来说，洞壁切向应力

$$\sigma_\theta\geqslant 2P_0$$

时，则出现缩径和流变现象。根据这一现象的发生条件及洞壁应力状态可求得初始地应力判断公式为

$$P_0=\frac{C\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{1.23}$$

如巷道围岩为页岩，$C=5.0$MPa，$\phi=20°$，据此判断，该地区地应力为

$$P_0 = \frac{5.0 \times \cos 20°}{1 - \sin 20°} = 7.3\text{MPa}$$

如主洞不发生破坏，在距主洞轴线 $2a$ 以内支洞洞壁上出现流变、缩径现象，则初始地应力可初步判断为

$$2.75P_0 = \frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi}$$

$$P_0 = 0.73\frac{C\cos\phi}{1-\sin\phi}$$

将 C，ϕ 代入上式求得

$$P_0 = 5.3\text{MPa}$$

(4) 边坡上出现错动台阶　如图 1.5.14 所示，在葛州坝厂房基坑开挖过程中曾见到软弱夹层上部岩层回弹达 3—6cm，这也是地应力回弹作用结果。如果岩层层间抗剪强度较高时，开挖卸荷产生的回弹变形是连续的（如图 1.5.15 所示），人们不易察觉和观测到。而当边坡内有软弱夹层存在时，由于软弱夹层强烈很低，当开挖到软弱夹层界面时，下部不动，上部岩层沿软弱夹层错动回弹，形成错距为 Δl 的台阶。据此，也可估算地应力值。这一力学作用可用图 1.5.16 所示的力学模型表示。图中 h 为软弱夹层上覆连续岩层厚度；τ 为软弱夹层的抗剪强度

$$\tau = \sigma_z \text{tg}\,\phi_j + C_j \tag{1.24}$$

式中σ_z 为作用于软弱夹层上的竖直地应力。取层面方向应力平衡条件

$$\left[\sigma_x + \frac{d\sigma_x}{dx}dx - \sigma_x\right]h = \tau dx$$

得

$$d\sigma_x = (\sigma_z \text{tg}\,\phi_j + C_j)\frac{1}{h}dx$$

又，根据虎克法则



图 1.5.14　基坑边坡回弹错动

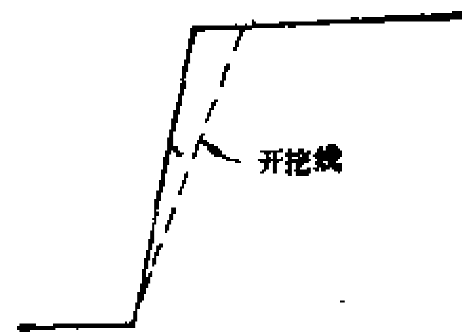


图 1.5.15　基坑回弹变形

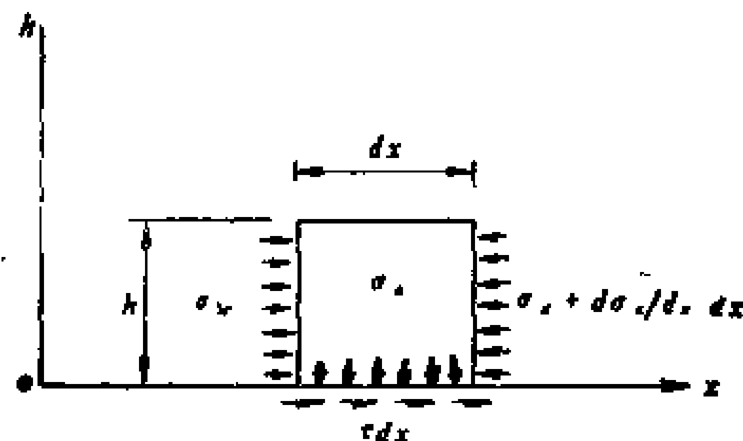


图 1.5.16　错动回弹力学模型

$$dx = \frac{E}{\sigma_x} du$$

代入上式得

$$\sigma_x dx = (\sigma_z \operatorname{tg}\phi_j + C_j) \frac{E}{h} du \tag{1.25}$$

对上式积分，并取 $u=0$ 时，$\sigma_x = \sigma_h$；$u = \Delta l$ 时，$\sigma_x = 0$ 的条件，得

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2E}{h}(\sigma_z \operatorname{tg}\phi_j + C_j)\Delta l} \tag{1.26}$$

以葛州坝基坑为例，野外观察得软弱夹层上覆连续岩层厚为 2m，错动台阶宽 $\Delta l = 5\text{cm}$，$E = 1{,}000\text{MPa}$，$\phi = 12°$，$C = 0.01\text{MPa}$，$\sigma_z = \gamma z_0$，z_0 为软弱夹层位置深度；γ 为上覆岩层平均容重；$\gamma = 2.5\text{g/cm}^3$，设 $z_0 = 10\text{m}$，代入上式求得

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2 \times 10{,}000}{200} \times (10 \times 0.25 \times \operatorname{tg} 12° + 0.1) \times 5}$$
$$= 1.8\text{MPa}$$

如果 $z_0 = 20\text{m}$，则

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2 \times 10{,}000}{200} \times (20 \times 0.25 \times \operatorname{tg} 12° + 0.1) \times 5}$$
$$= 2.4\text{MPa}$$

实测得 $z_0 = 10\text{m}$ 时，$\sigma_x = 1.5\text{MPa}$，$z_0 = 20\text{m}$ 时，$\sigma_x = 2.0\text{MPa}$。这一事实证明，这种分析结果是有参考价值的。

(5) *岩石物理力学性质指标野外原位测得的结果比实验室内岩块试验结果高*　在西南地区坝址工程地质勘探工作中经常见到野外钻孔测得的声波速度 v_p 或弹性模量 E 高于实验室内岩块试验结果。三轴试验结果表明，岩石声波速度、弹性模量等参数值与环境应力水平密切相关。如图 1.5.17 所示，这些参数值随着围压 σ_3 增加而增加；而当 σ_3 一定时，随轴向压 σ_1 增加而增加。如果有了野外钻孔测试结果和试块室内三轴或单轴试验结果，通过相关对比的方法，也可大体上估算地应力的大小。但应注意，如果岩石声波速度原位测试结果为孔壁资料，由于孔壁应力集中，则实际初始地应力小于试验值。如果原位弹性模量值为孔壁测量结果，因孔壁有地应力集中现象，故也应做改正。

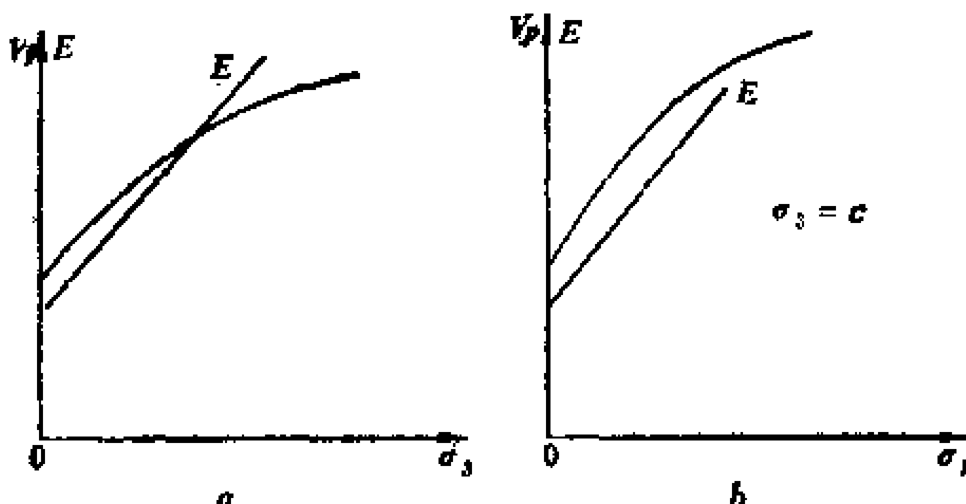


图 1.5.17　岩石物理力学性质与地应力水平关系

a. v_p, E 与 σ_3 关系；b. v_p, E 与 σ_1 关系

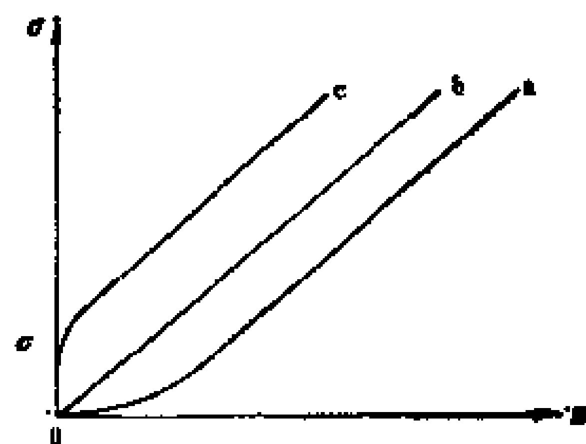


图 1.5.18　变形曲线结构与地应力关系

a. 低地应力环境下，包有裂隙的岩块变形曲线；b. 低地应力条件下，完整岩块变形曲线；c. 高地应力条件下，岩石变形曲线

(6) *原位变形测试曲线有截距* 图 1.5.18 是二滩坝址原位弹性模量测试中见到的现象。图中 a 为低地应力环境下，裂隙比较发育的岩块的压缩变形曲线；b 为低地应力环境下，完整岩块压缩变形曲线；c 为高地应力环境下岩块压缩变形曲线。c 曲线的特点是具有预压缩的初始地应力 σ_i，σ_i 是测点岩石内地应力贡献。但应注意，它不是初始地应力值，地应力值远远高于 σ_i。但是，σ_i 是高地应力区的标志。

还可以列举一些，上面几点仅是常见的几种。只要在工作中稍微留心一些，那么完全有可能在初步勘探时期定性地取得一些资料，对勘探区地应力场特征，作出估计，这种估计可以帮助勘探工程师对是否应进行地应力测量作出决策。

5. 地应力测量方法概述

经过近 50 年的研究，目前已经形成了许多地应力测量方法，这些方法在有关的文献中已做了详细介绍，概括起来可列于下表。本文拟对应用条件要求不高，技术操作较方便，而且很有发展前途的水压致裂法作简要介绍，这个方法对研究岩体力学性质很有前途。

表 1.5.9 地应力测量方法一览表

测量原理	测量方法	解除方法	使用条件	可信度
一、测量变形	1.钢环变形计	套孔解除	要求不严	较高
	2.钢玄应力计	套孔解除	要求不严	较高
	3.压磁应力计	套孔解除	岩石完整	较高
	4.液压计	套孔解除	要求较高	参考
二、测量应变	5.孔底应变丛	孔底解除	岩石完整	较低
	6.光弹双向应变计	孔底解除	岩石完整	参考
	7.孔壁之轴应变丛	套孔解除	岩石完整	较低
三、包体变形	8.光弹柱塞	套孔解除	适用于软岩	参考
	9.罗恰光弹应力计	套孔解除	适用于软岩	参考
四、破裂	10.水压致裂	不用解除	要求不高	较高
	11.压裂声发射	不用解除	要求较高	较低

水压致裂法测量地应力是近十几年来才发展起来的，最早(1971)的现场实测是在美国的兰格利油田进行的，从那以后，此法被认为是测量深部岩体地应力的比较好的方法。目前实测最大深度已达 5,105m (B. C. Heimson, 1978)。这个方法有如下几个特点：

1) 设备简单 只需用普通钻探方法打钻孔，用双止水装置密封，用液压泵通过压裂装置压裂岩体，不需要复杂的电磁测量设备。

2) 操作方便 只通过液压泵向钻孔内注液压裂岩体，观测压裂过程中泵压、液量即可。

3) 测值直观 它可根据压裂时泵压(初始开裂泵压、稳定开裂泵压、关闭压力、开启压力)计算出地应力值，不需要复杂的换算及辅助测试，同时还可求得岩体抗拉强度。

4) 测值代表性大 所测得的地应力值及岩体抗拉强度是代表较大范围内的平均

值，有较好的代表性。

5）适应性强　这一方法不需要电磁测量元件，不怕潮湿，可在干孔及孔中有水条件下作试验，不怕电磁干扰，不怕震动。

因此，这一方法越来越受到重视和推广。但它存在一个较大的缺陷，即主应力方向定不准。

1）方法原理及技术　这一方法的基本点是通过液压泵向钻孔内拟定测量深度处加液压将钻孔壁压裂，测定压裂过程中各特征点压力及开裂方位，然后根据测得的压裂过程中泵压表头读数计算测点附近岩体中地应力大小和方向。压裂点上、下用止水封隔器密封，其结构如图 1.5.19 所示。典型情况下压裂过程泵压变化及其特征压力示于图 1.5.20。兹将各特征压力的物理意义注释如下：

① P_0——岩体内孔隙水压或地下水压力；

② P_b——注入钻孔内液压将孔壁压裂的初始压裂压力；

③ P_r——液体进入岩体内连续地将岩体劈裂的液压，称为稳定开裂压力；

④ P_{s0}——关泵后压力表上保持的压力，称为关闭压力。如果围岩渗透性大，该压力将逐渐衰减；

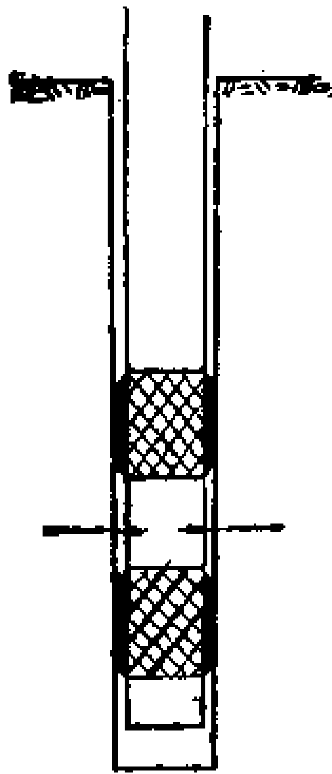


图 1.5.19　止水、压裂工作原理

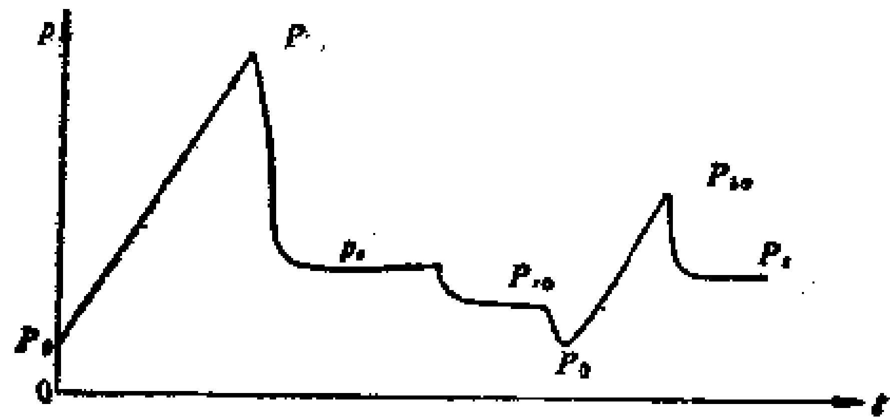


图 1.5.20　压裂过程泵压变化及特征压力

P_b. 初始开裂压力；P_r. 稳定开裂压力；P_{s0}. 关闭压力；P_0. 地下水压；P_{b0}. 开启压力

⑤ P_{b0}——停泵后重新开泵将裂缝压开的压力，称为开启压力。

2）基本理论和公式　实践表明，在液压作用下岩体压裂可分为两个过程，即①孔壁压裂；②岩体劈裂。大量室内及现场实验资料表明，不论垂直地应力是最小主应力还是中间主应力、最大主应力，钻孔壁初始开裂都经常是垂直的。在垂直地应力为最大或中间主应力的情况下，这种现象是易被理解的，而垂直地应力为最小主应力时，亦出现垂直开裂现象有些费解。出现这种现象的主要原因是封隔器束缚而造成应力分量的转换，即在封隔器束缚和密封压力作用下 σ_z 转化为 σ_1 或 σ_2。但这种转化对 σ_1 和 σ_2 的数值影响并不大，可以认为没有变化。当开裂进入岩体内部脱离封隔器影响时，便又逐渐转变为水平开裂。显然，孔壁开裂和岩体内部开裂条件有所不同，它们的破裂判据亦不相同。我们据此可以估算地应力分量，即

① 当孔壁出现垂直开裂时，可利用最大拉应力判据，分析两个水平地应力分量；当出现水平开裂时，表明最小水平地应力是水平的，中间主应力无法求得，最大主应力可根据

厚壁圆筒理论及最大拉应力判据求得；

② 当开裂延展到岩体内部时，可利用格雷菲斯张破裂判据分析最小主应力。

下面对这两种情况进行分别讨论。

(1) *孔壁开裂应力条件分析* 设孔壁出现垂直裂缝时两个水平主应力为 σ_1 及 σ_2，注液时孔壁受到液压 P_b (图 1.5.21)。钻孔围岩内应力分别为

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{1}{2}(\sigma_1+\sigma_2)\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)+P_b\frac{a^2}{r^2}+\frac{1}{2}\\&\quad\cdot(\sigma_1-\sigma_2)\left(1-\frac{4a^2}{r^2}+\frac{3a^4}{r^4}\right)\cos 2\theta\\ \sigma_\theta &= \frac{1}{2}(\sigma_1+\sigma_2)\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right)-P_b\frac{a^2}{r^2}-\frac{1}{2}\\&\quad\cdot(\sigma_1-\sigma_2)\left(1-\frac{3a^4}{r^4}\right)\cos 2\theta\end{aligned}\right\}\tag{1.27}$$

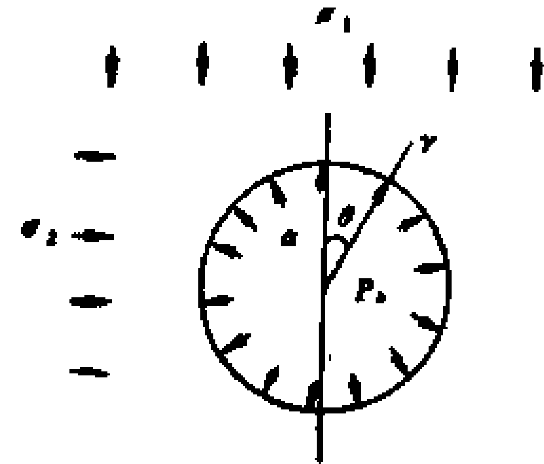


图 1.5.21 孔壁开裂力学模型

当 $r=a$ 时，即孔壁处

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r &= P_b\\ \sigma_\theta &= (\sigma_1+\sigma_2)-P_b-2(\sigma_1-\sigma_2)\cos 2\theta\end{aligned}\right\}\tag{1.28}$$

当 $\theta=0$ 时，σ_θ 有最小值，即

$$\sigma_\theta = 3\sigma_2-\sigma_1-P_b \tag{1.29}$$

按最大拉应力理论，

$$\sigma_\theta \leqslant -T_0 \tag{1.30}$$

时，孔壁将产生破裂。T_0 为岩体抗拉强度。据此求得孔壁破裂应力条件为

$$3\sigma_2-\sigma_1-P_b+T_0=0 \tag{1.31}$$

或

$$\sigma_1 = 3\sigma_2-P_b+T_0 \tag{1.32}$$

如果岩体内有孔隙水压力 P_0 时，则式(1.32)变为

$$\sigma_1 = 3\sigma_2-P_b+T_0-P_0 \tag{1.33}$$

若岩体已经开裂，停泵后重新加压时，开启压力为 P_{bo}，则式 (1.33) 变为

$$\sigma_1 = 3\sigma_2-P_{bo}-P_0 \tag{1.34}$$

由式 (1.33) 与式 (1.34) 对比可以得到

$$P_b-P_{bo}=T_0 \tag{1.35}$$

如果岩体是透水的孔隙——裂隙体，则

$$\sigma_1 = 3\sigma_2-2P_0+T_0-K(P_b-P_0) \tag{1.36}$$

式中 K 为介质的孔隙-弹性参数，

$$K = 2-\left(\frac{1-2\mu}{1-\mu}\right)\left(1-\frac{C_r}{C_b}\right) \tag{1.37}$$

式中 C_r 及 C_b 分别为岩石材料和岩体的可压缩性指标。通常 $1<K<2$。实验证明，当 $0<P_b-P_0-T_0/K<25$MPa 时，$K\approx 1$；$P_b-P_0-T_0/K>50$MPa 时，$K\approx 2$；当 $P_b-P_0-T_0/K=25$—50MPa 时，$K\approx 1.5$。

应当注意，上列全部公式都是适用于孔壁垂直开裂条件，对水平开裂和岩体内部开裂

是不适用的。

(2) 岩体内稳定开裂的应力条件　在液体压力作用下，岩体内破裂是缝的开裂延展，它与圆孔孔壁开裂条件大不相同，其力学模型如图 1.5.22 所示。根据椭圆孔应力分布公式，J. C. Jaeger(1979)给出在有液压 P_s 条件下的裂缝延展判据为，当 $\sigma_1+3\sigma_3>4P_s$ 时，

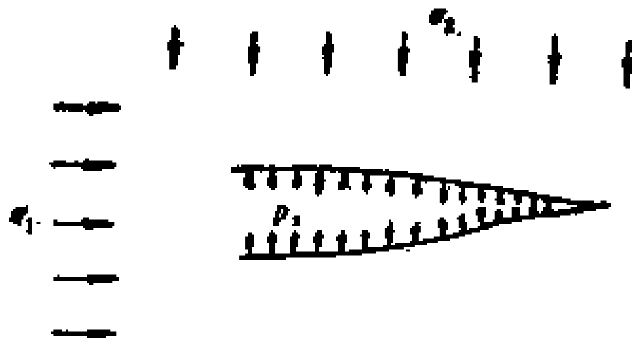


图 1.5.22　岩体内稳定开裂力学模型

$$(\sigma_1-\sigma_3)^2-8T_0(\sigma_1+\sigma_3-2P_s)=0 \quad (1.38)$$

当 $\sigma_1+3\sigma_3<4P_s$ 时，

$$\sigma_3-P_s+T_0=0 \quad (1.39)$$

大多数情况下，$\sigma_1+3\sigma_3>4P_s$，故宜用式 (1.38) 分析压裂过程中稳定开裂时的应力条件。式 (1.38) 为一元二次方程式，一般情况有两个根。实际上，压裂时只有一个根，即应该只有一个解。因此，式 (1.38) 必须满足

$$b^2-4ac=0$$

的条件，即

$$(2\sigma_3+8T_0)^2-4[\sigma_3^2-8T_0(\sigma_s-2P_s)]=0$$

化简后得

$$\sigma_3-P_s+T_0=0 \quad (1.40)$$

式 (1.40) 与式 (1.39) 完全相同。它表明式 (1.40) 既适用于 $\sigma_1+3\sigma_3>4P_s$ 的条件，也适用于 $\sigma_1+3\sigma_3<4P_s$ 的条件。式 (1.40) 可以用来求解最小地应力和岩体抗拉强度。即当岩体抗拉强度已知时，由式 (1.40) 求出最小地应力

$$\sigma_3=P_s-T_0 \quad (1.41)$$

如 σ_3 已知时，可由式 (1.40) 求出岩体抗拉强度

$$T_0=P_s-\sigma_3 \quad (1.42)$$

另外，我们知道，关泵时液压停止劈裂，即这时表头显示的关闭压力 P_{so} 中没有岩体抗拉强度成分，即 $T_0=0$。由此，根据式 (1.41) 得

$$\sigma_3=P_{so} \quad (1.43)$$

由式 (1.43) 可知，关闭压力 P_{so} 即为最小地应力 σ_3。将式 (1.43) 代入式 (1.32) 得

$$T_0=P_s-P_{so} \quad (1.44)$$

这样，我们便可利用式 (1.44) 通过稳定开裂压力及开启压力求出岩体平均抗拉强度。

利用式 (1.40) 的条件，将式 (1.38) 简化得

$$\sigma_1=\sigma_3+4T_0 \quad (1.45)$$

或

$$\sigma_1=P_{so}+4T_0 \quad (1.46)$$

根据式 (1.45) 或 (1.46) 可求得最大主应力 σ_1。

应当注意，泵上压力表读数 P_i 不是真正作用于岩体上的液压 P。输入计算的 P_b，P_s，P_{so}，P_{bo} 等应进行孔深水柱压力 P_w 及止水密封压力 P_c、孔隙水压力 P_0 的修正，即

$$P=P_i+P_w-P_c-P_0 \quad (1.47)$$

水压致裂法测量地应力中最大的难题是确定主应力方向的问题，这个问题应该通过分析的办法来解决。下面三点意见可供参考。

①一般来说，$\sigma_z\geq\gamma h$，不会出现 $\sigma_z<\gamma h$ 的情况。如果出现 $\sigma_3<\gamma h$ 时，则 σ_3 应

是地应力水平分量之一，所以 σ_1 及 σ_2 中与 γh 相近者为 σ_z，另一个便为水平主应力。此时，如果孔壁出现垂直裂缝，则垂直裂缝方向便是 $\sigma_{h\max}$ 的方向。

② 如果 $\sigma_3=\gamma h$，则 σ_3 便是 σ_z，即 $\sigma_z=\sigma_{\min}=\sigma_3$。这时如果孔壁出现垂直裂缝，则垂直裂缝方向便是 σ_1 的方向，而且可利用式（1.31）—（1.34）中任一个求出 σ_2。如果孔壁出现水平裂缝，则 σ_1 方向及 σ_2 大小都无法由压裂求得。有一个补救办法，即将密封段缩小，增大束缚压力，造成出现垂直裂缝，提供确定 σ_1 方向及 σ_2 值的条件。

③ 前面曾谈到过，层状岩体中坚硬岩层内的最大主应力方向最可能与区域构造应力场方向一致。如果能求得坚硬岩层中 σ_1，σ_2，σ_3 值及方向，则邻近岩层中的主应力方向便可以通过数学模拟求得。

3）根据水压致裂法试验结果计算地应力的方法、步骤及公式

① 利用式（1.43）

$$\sigma_3=P_{se}$$

求得最小主应力。将求得的 σ_3 与自重应力 $\sigma_z=\gamma h$ 比较：

如果 $\sigma_3\approx\gamma h$，则 $\sigma_3=\sigma_z$；

如果 $\sigma_3<\gamma h$，则 $\sigma_3=\sigma_h$；

如果 $\sigma_3>\gamma h$，则不能确定，需要与求得的 σ_1 及 σ_2 比较来确定哪一个是 σ_z。

② 利用式（1.44）或（1.35）

$$T_0=P_s-P_{so}$$

或

$$T_0=P_b-P_{be}$$

计算岩体抗拉强度。

③ 利用式（1.45）或（1.46）

$$\sigma_1=\sigma_3+4T_0$$

$$\sigma_1=P_{se}+4T_0$$

计算最大主应力。

④ 已知 σ_3 方向，而孔壁开裂方向是垂直向时，则可以利用式（1.31）—（1.34）及（1.36）计算 σ_2，即

$$\sigma_2=\frac{1}{3}(\sigma_1+P_b-T_0)$$

$$\sigma_2=\frac{1}{3}(\sigma_1+P_b+P_0-T_0)$$

$$\sigma_2=\frac{1}{3}(\sigma_1+P_{bo}+P_0)$$

$$\sigma_2=\frac{1}{3}(\sigma_1+2P_0+KP_{bo}-KP_0)$$

$$\sigma_2=\frac{1}{3}[\sigma_1+2P_0-T_0+K(P_b-P_0)]$$

⑤ 根据孔壁开裂方向及 σ_1，σ_2，σ_3 分量属性，分析主应力的方向。

(二) 地 下 水

地下水这一课题人们一直十分关注，是非常重要和迫切要求解决的课题。在本节中只讨论岩体中的水，特别是裂隙水。地下水作为岩体赋存环境因素之一，影响着岩体的变形和破坏，影响着地质工程的稳定性。如约 90% 的自然边坡和人工边坡破坏与地下水的活动有关。膨胀岩是地质工程中的一大灾难，其作用也与地下水密切相关。地质工程中最麻烦的问题是涌水，成昆铁路建设中深受其害。煤炭部在竖井建设中 60% 的灾害与地下水活动有关。地下水在岩体中赋存与活动规律及其对地质工程稳定性影响的这一重大课题已经严肃地摆在科研工作者的面前。随着对这个课题研究的深入开展，将会形成岩体力学的新分支——岩体水力学。鉴于这方面的研究工作刚刚开始，而它又是一个十分重要和迫切要求解决的课题，在本书中只做初步的探讨。

1. 地下水类型

地下水按其成因、存在方式和埋藏条件可分为不同的类型。按成因地下水可分为凝结水和渗透水；按赋存方式地下水可分为吸附水和重力水；按赋存条件地下水又可分为孔隙水、裂隙水和喀斯特水。孔隙水多赋存于年轻的疏松的砂砾岩中，而大多数地下水均赋存于岩体的裂隙中。在喀斯特发育的地区，地下水则主要赋存于喀斯特洞穴内。按赋存状态地下水可分为饱气带水、潜水及承压水。饱气带水除受重力作用可产生向下转移和借助于毛细管作用在蒸发作用下向上转移外，不产生水平向的流动。潜水及承压水在岩体内不仅可作垂直运动，而且更重要的是可作水平运动。

2. 地下水的双重性

研究岩体水力学时，必须明确“地下水具有双重属性”这个观念。

1）地下水既是岩体的赋存环境，又是岩体的组成成分；

2）在力学作用上，地下水既可以使岩体力学性能增减变化，又可以作为岩体中应力的组成成分。

地下水的存在方式有两种，一种为吸着水或称束缚水，一种为重力水或称自由水。它们对岩块力学性能产生的影响有五种：

(1) 联结作用 ⎫
(2) 润滑作用 ⎬ 吸着水产生的
(3) 水楔作用 ⎭
(4) 孔隙压作用 ⎫
(5) 溶蚀及潜蚀作用 ⎭ 重力水产生的

吸着水是受矿物表面拉着的水，它是由于矿物对水分子的吸附力超过了重力而造成的。被束缚在矿物表面的水分子运动主要受矿物表面势能控制着（图 1.5.23），这种水在矿物表面形成一层水膜，水膜有三种作用：即①联结作用或称水胶作用；②润滑作用；③水楔作用。

联结作用：束缚在矿物表面的水分子通过其吸引力作用将矿物颗粒拉近且拉紧，起

到联结作用。这种联结作用一方面在薄膜水处于最大分子含水量时最大，而大于最大分子含水量时则逐渐减小，达到液限含水量时便消失；另一方面，当薄膜含水量小于最大分子含水量时，水的联结作用亦逐渐减小；同时在水分减少时，水中游离的可溶盐、胶体[如 $Fe(OH)_3$，$Al(OH)_3$，SiO_2；nH_2O，腐殖质等]逐渐浓缩、凝结、结晶，发挥了联结作用，代替了水的联结力，这种联结力往往比水的联结力要大。

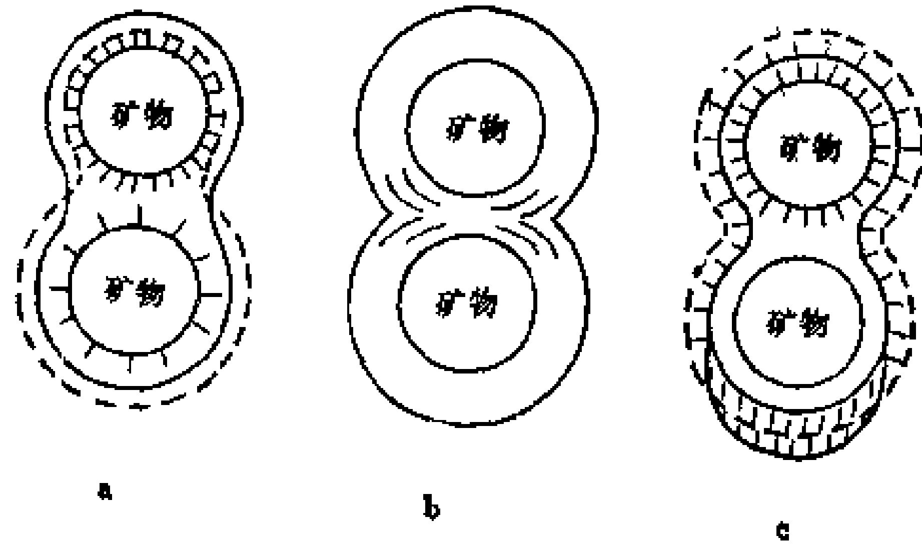


图 1.5.23　岩体中水及其作用模型
a.吸着水运动；b.水楔作用；c.重力水作用

润滑作用：可溶盐、胶体联结的岩块，当有水侵入时，使可溶盐溶解，胶体水解，从而水的联结又代替了可溶盐及胶体联结，这样便使矿物颗粒间的联结力减弱，抗摩擦力减小，水起到了一种润滑剂作用。

水楔作用：如图1.5.23所示，当两个矿物颗粒靠得很近，有水分子补充到矿物表面时，矿物颗粒利用其表面吸着能力把水分子拉向自己周围，在两个颗粒接触处由于吸着力作用，因此水分子便拚命地向两个矿物颗粒间的缝隙内挤入，这种现象称为水楔作用。在外载压力小于吸着力时，水分子便挤入两个矿物颗粒中间，使它们的间距增大。这样便产生了两种结果：①岩块体积膨胀。当岩体处于不可变形状态时，便产生了膨胀压力；②水胶联结代替了胶结及可溶盐结晶联结，产生了润滑作用。

矿物按其与水作用的特征，可分为亲水性和憎水性的。粘土类矿物亲水性最大，沥青和石油为憎水类物质，其余的各种结晶类矿物有的亲水性大，有的亲水性小，而绝大部分都是亲水性的。岩块中亲水类矿物越多，在水作用下，其力学性能越不稳定。这种矿物在含水量低时，一般强度较高，压缩性小，呈脆性破裂，具有弹性介质特征。而在含水量高时，则强度减低，呈塑性破坏特征。如图 1.5.24 所示，石英岩饱水时，其强度降低 50%，而砂岩降低的值约 60%。应当指出，该石英岩抗压强度受结构面影响，结构面内充填有亲水性矿物，故湿度增加时，强度降低很大。如果石英岩内无裂隙存在，则湿度变化时其强度不会变化很大。

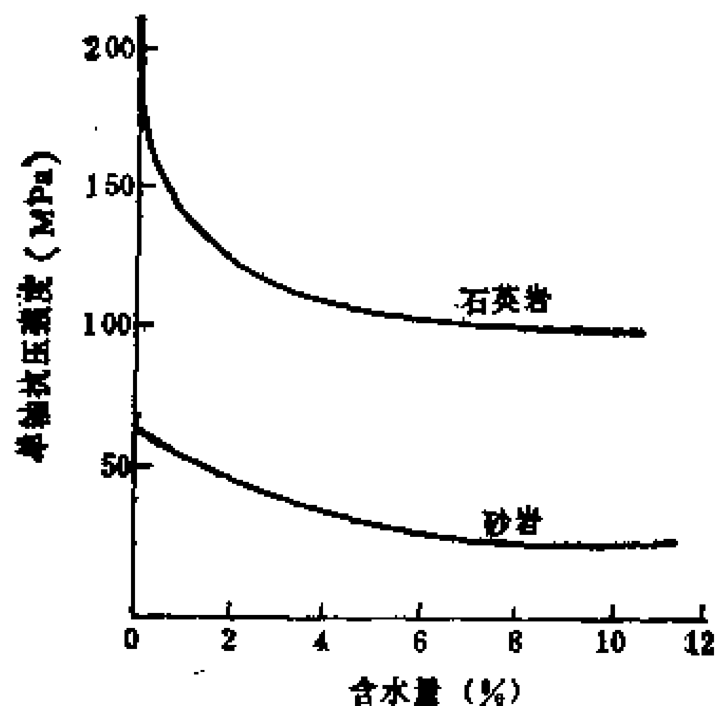


图 1.5.24　砂岩及石英岩抗压强度与含水量关系

L. Müller（1974）曾指出过，岩体是两相介质，即由矿物-岩石固相物质和含于孔隙和裂隙内水的液相物质组成。因为岩体中水是可变成分，所以与水有关的岩体特性也是可变的，这种变化表征着岩体赋存环境状态。从水与岩石相互作用产生的力学效应出发来考虑，岩体赋存环境可以分为三种状态：

1）风干状态　地下水仅吸附于矿物颗粒表面，水分与它里面含的胶体一起对岩石颗粒间产生水胶联结，但这是一种不稳定状态。如果岩体中水量一直增加，这种状态的力

学效应——水胶联结即消失。

2) 潮湿状态　从理论上来讲，这一状态是介于最大分子含水量与最大吸着水含量之间的一种状态。这是亲水性岩石的力学性质变化最大的状态含水量区间。亲水性岩石可由最大水胶联结到水胶联结丧失。这一状态下随着含水量的变化其力学性质可以迅速地发生变化（图 1.5.25），这是岩体力学性质最易变的状态。

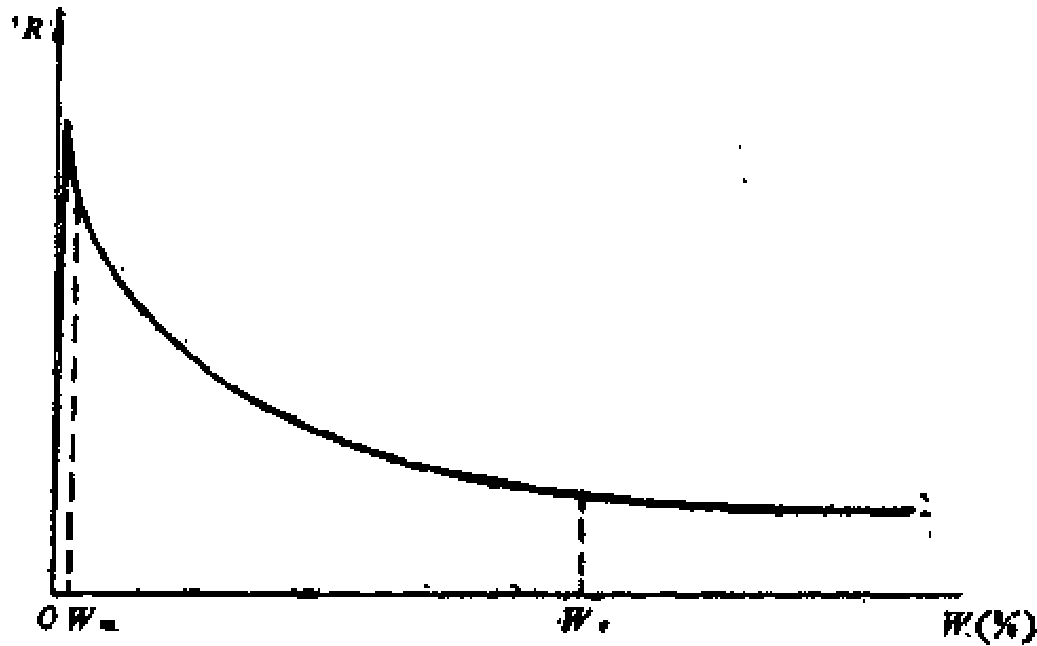


图 1.5.25　亲水性岩石力学性质指标 R 随含水量 W 的变化示意图

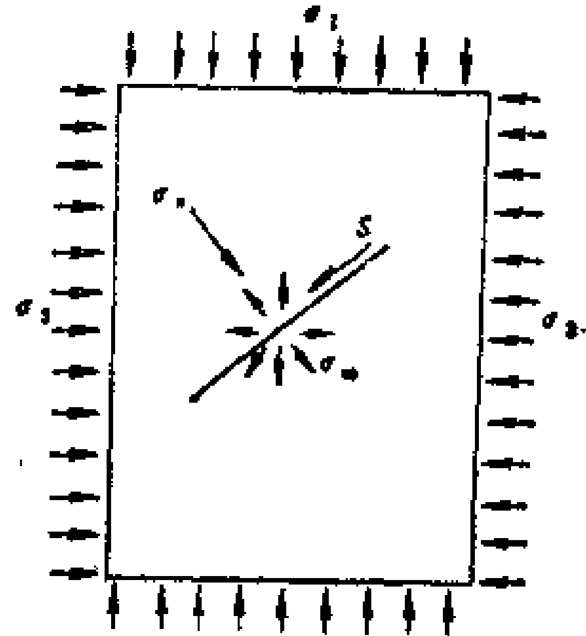


图 1.5.26　有孔隙水压力时岩块内应力组合关系

3) 浸水状态　在这一状态下，地下水属于自由水或重力水，其运动受重力控制。在自重作用下可以形成静水压力 σ_w

$$\sigma_w = \rho_w H \tag{1.48}$$

式中 ρ_w 为水的密度；H 为水柱高度。当地下水受到不透水层阻挡时，将形成巨大的水压力 P

$$P = \frac{1}{2}\rho_w H_0^2 \tag{1.49}$$

式中 H_0 为水深。当岩体全部浸于水中时，由于浮力作用，而使结构体间有效接触压力 σ_e 减小，即

$$\sigma_e = \sigma_a - \sigma_w \tag{1.50}$$

式中 σ_a 为岩体中任一点的接触压应力；σ_w 为孔隙水压力。孔隙水压力的存在可以使岩体强度降低。如图 1.5.26 所示，

$$\left.\begin{aligned}\sigma'_n &= \frac{(\sigma_1-\sigma_w)+(\sigma_3-\sigma_w)}{2} - \frac{(\sigma_1-\sigma_w)-(\sigma_3-\sigma_w)}{2}\cos\alpha \\ &= \frac{\sigma_1+\sigma_3}{2} - \sigma_w - \frac{\sigma_1-\sigma_3}{2}\cos\alpha = \sigma_n - \sigma_w \\ S' &= \frac{(\sigma_1-\sigma_w)-(\sigma_3-\sigma_w)}{2}\sin 2\alpha = \frac{\sigma_1-\sigma_3}{2}\sin 2\alpha = S\end{aligned}\right\} \tag{1.51}$$

则岩体抗剪强度变为

$$\tau_w = (\sigma_n - \sigma_w)\operatorname{tg}\phi_w + C_w \tag{1.52}$$

式中 C_w 及 ϕ_w 为浸水状态下岩石粘着力和摩擦角。如此，浸水的岩体内有孔隙水压力作用时其抗剪强度较干燥岩体抗剪强度降低了 $\Delta\tau = \tau - \tau_w$，则

$$\Delta\tau = \sigma_n \mathrm{tg}\,\phi + C - [(\sigma_n - \sigma_w)\mathrm{tg}\,\phi_w + C_w]$$
$$= \sigma_w \mathrm{tg}\,\phi_w + \sigma_n(\mathrm{tg}\,\phi - \mathrm{tg}\,\phi_w) + (C - C_w) \quad (1.53)$$

上式为水对岩体抗剪强度引起的变化的综合效应。式中 $\sigma_w \mathrm{tg}\,\phi_w$ 为孔隙水压力引起岩体抗剪强度的降低量；$\sigma_n(\mathrm{tg}\,\phi - \mathrm{tg}\,\phi_w)$ 为吸着水软化引起岩体抗剪强度降低量；$C-C_w$ 为吸着水软化使岩体的粘着力降低量。

3. 地下水的赋存规律及其活动特征

（1）吸着水赋存规律　前面已经谈到，按地下水赋存方式可将其分为吸着水和重力水。前者可改变岩体力学性质，后者可改变岩体中应力状态。吸着水既可来自渗透水的补给，又可来自凝结水的转移。渗透水补给比较好理解，如大气降水渗入地下，经过水分转移而转变为吸着水，这种水的运动主要靠毛细吸附力作用。凝结水一般不受重视，它是空气中的水分由于温度差异而吸着在岩体表面，逐渐向岩体内转移。吸着水的转移，实际上也是经过汽化凝结和毛细吸附作用进行的，这种现象在地下洞室壁围岩中对含水量测定得到了很好的证明。图 1.5.27 是粘土岩中地下洞室围岩中的含水量分布情况。一般来说，裸露在空间的岩体，表面部分含水量低，常低至 2—3%，而岩体内部的含水量高，深至岩体内 5—6m 以后含水量便趋于稳定。一般可达 5—8%，如果是软弱夹层，则可达 20—40%（图 1.5.27b）。如果在较干燥的岩体内开挖地下洞室时，以粘土岩为例，由于凝结水的吸附作用，岩体表面洞壁含水量高达 12—14%，而深至 5—6m 时，便逐渐接近原始含水量，大约为 5—6%，这是岩体中吸着水赋存的特点。这一事实表明，软岩的原位试验结果并不一定能表征岩体的实际力学性质，因为在洞壁内制备成的试件的含水量由于吸着水和渗漏水的补充发生了变化。所以，所测得的岩体力学性质指标也发生了变化。这样，在洞壁制备试件测得的试块力学性质并不是真正的岩体力学性质指标。相反，深部取得的天然含水量的样品测得的原状试件力学性质也不能代表洞壁围岩表部的岩体力学性质。同理，在地表露头制备试件测得的岩体力学性质也往往代表不了深部岩体的力学性质。上述表明，岩体中吸着水含水量是可变的。为了正确地评价地下洞室围岩岩体变形和破坏的趋势，必须认真研究岩体中含水量问题，不仅要研究它在空间上的变化，而且要研究它在时间上的变化。

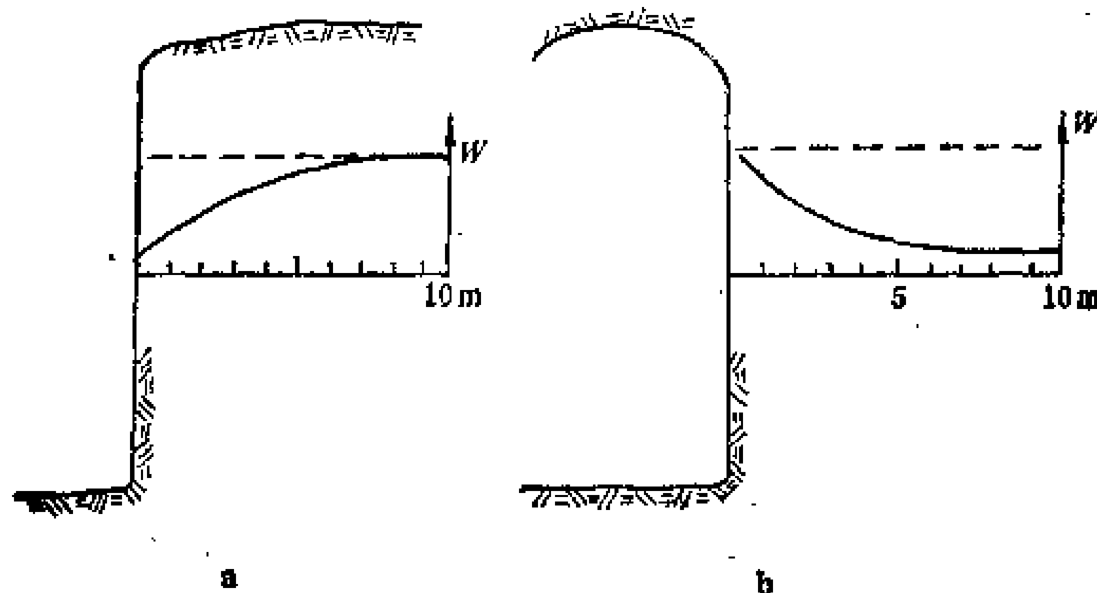


图 1.5.27　岩体中水分的变化

（周瑞光，1984）

a.裸露在地面；b.岩体内开挖洞室时

(2) *重力水赋存规律及其活动特征*　水文地质学中研究的地下水实际指的是重力水。重力水实际是狭义的地下水，故下面把重力水泛称为地下水。地下水赋存规律可以用水文地质结构来表征。谷德振（1979）教授在他所著的《岩体工程地质力学基础》中曾对这个问题作过详细讨论，他将含水层(体)和隔水层(体)的组合特征定义为水文地质结构。

重力水在重力作用下可以流动，这种水赋存于透水岩体中。这种透水岩体有两种基本类型：①孔隙透水体；②裂隙透水体。在一个地区岩体常被隔水体分隔成为几个透水体。水文地质结构是研究地下水活动规律的基础。

(3) *地下水埋藏条件*　地下水埋藏条件既决定着地下水的动态，又决定于岩体结构特征和岩性条件。如完整结构岩体内的地下水主要为孔隙水；当岩石内孔隙不连通、地下水在其中无运动条件时，可将它视为不透水体或隔水体。在层状岩体内，这种隔水体又称为隔水层。碎裂结构岩体多为含水体，地下水主要赋存在结构面内。由于岩体节理裂隙发育不均匀，常造成裂隙水发育不均一。层状岩体在构造作用下由于岩性和地应力状态的控制，有的结构面开裂而呈碎裂结构，有的结构面呈现闭合状态(如页岩、板岩)或后期愈合而呈假完整结构。致使同一地质单元内有的为含水层(体)，有的为不含水层或隔水层。上述特征不仅决定着地下水埋藏条件，而且决定着地下水的赋存状态、补给、运行及排泄关系。根据地下水赋存、埋藏及运动规律，以岩体结构为基础，可将地质体的水文地质特征划分为表 1.18 所示的六种水文地质结构。表 1.5.10 中所示的六种水文地质结构实际上是四种，即

(1) 统一含水体结构；

(2) 层状含水体结构；

(3) 脉状含水体结构；

(4) 管道含水体结构。

1) 水文地质结构基本单元　划分水文地质结构类型的依据称为水文地质结构基

表 1.5.10　水文地质结构类型

岩 体 结 构	岩性及地质条件	水文地质结构
完 整 结 构（包括愈合的碎裂结构岩体）	软弱、致密、塑性岩体	不透水体、隔水体(层)
	疏松的高孔隙率岩体	1.孔隙统一含水体
	夹于致密岩层内的疏松岩体	2.层状孔隙含水体
碎 裂 结 构	大体积连续分布	3.裂隙统一含水体
	夹于相对隔水层之间	4.层状裂隙含水体
块 裂 结 构	夹于结构体之间的破碎带及其影响带内	5.脉状裂隙含水体
架 空 结 构	喀斯特化岩体内	6.管道含水体

本单元。上述表明，水文地质结构基本单元有两个，其下可分两类，常见的有：

①含水体(层)：孔隙含水体、裂隙含水体、管道含水体

②隔水体(层)：层状隔水层、块状隔水层

如上所述孔隙含水体多见于中、新生代的砂砾岩体中。裂隙含水体多存在于构造作用较剧烈的岩浆岩、变质岩及坚硬的沉积岩内。管道含水体发育于喀斯特化岩体内。层状隔水层主要发育于沉积岩内，它常由软弱岩层所构成，在构造作用下常呈塑性变形，断裂较少或断裂紧闭。块状隔水体有两种基本类型，一种是由不透水岩体构造的(如碳酸盐胶结的砂砾岩，孔隙和裂隙都被碳酸盐封闭和愈合)，另一种是在地应力作用下结构面紧闭的碎裂结构岩体，水利工程地质勘察中开挖成的过河隧道中常见到这种情况。含水体和隔水体在地质体内分布不同，形成了不同的水文地质结构，支配着地下水的活动规律。

2）统一含水体的地下水活动特征　这种水文地质结构主要见于没有隔水体的河间地块岩体中(图1.5.28)，它可以是孔隙统一含水体，亦可以是裂隙含水体，其补给来源主要靠大气降水。在地块两侧河道水位相差较大时亦可由河道迳流补给，其运动方式在很大程度上受岩体结构所控制，其运动速度受潜水面的水力坡降和岩体渗透性控制。

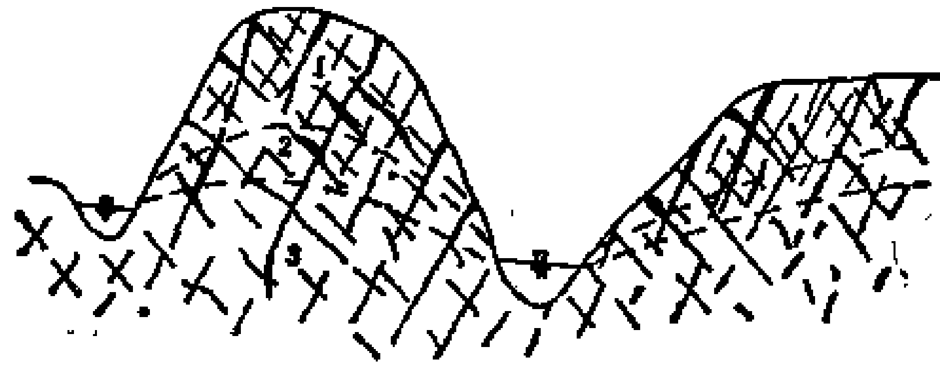


图1.5.28　统一含水体水文地质结构

1.饱气带；2.季节变动带；3.水平循环带

3）层状含水体的地下水活动特征　它的特点是夹于隔水层之间(图1.5.29)，其补给、运行、排泄严格地受隔水层控制，多半是远缘补给，循层运行，远缘排泄。它可以由大气降水补给，亦可由河湖补给；它可排泄于河湖和统一含水体的潜水面内，亦可以泉的方式溢出地表。这种含水体内地下水有的为无压水，多数为承压水。地下水面常受上下隔水层的顶、底板控制，其运行动态主要由补给区地下水位与排泄区地下水位差、运行距离及含水体的透水性控制。

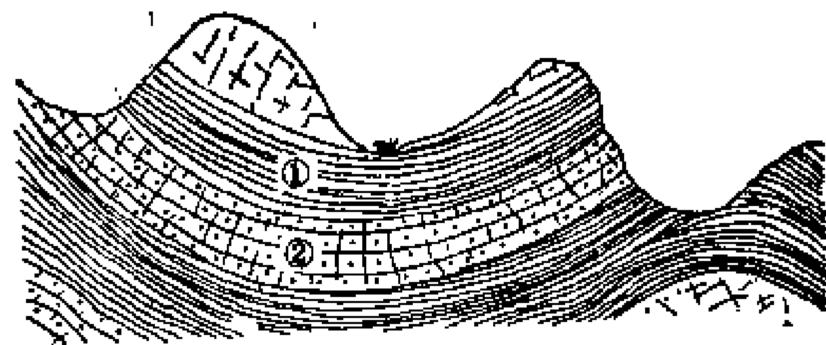


图1.5.29　层状含水体水文地质结构示意图

①隔水层；②含水层

4）脉状含水体的地下水活动特征　它主要存在于切割隔水体的断层破碎带或结构面内，结构面产状主要受断层发育特征控制，也可以把它视为陡倾角的层状含水体。而这种层状含水体可以有很多分支，成为脉状地下水系。脉状地下水系往往与统一含水体、

层状含水体相通,因而使它们成为脉状地下水的补给、排泄场所。

5）管道含水体的地下水活动特征　　它主要发育于喀斯特化岩体内,是一种喀斯特水,它是由大气降水补给,沿喀斯特管道流动,以喀斯特泉的方式排泄。这种含水体的水文地质特征在有关著作内已有许多论述,故不赘述。

4. 岩体水力学

岩体水力学是岩体力学的新课题，是岩体力学和渗流力学互相渗透而正在建立和发展的一门应用性边缘学科，它是研究岩体和水流耦合作用时，岩体的再变形和再破坏规律,并应用这些规律解决工程建设中的地质工程问题的一门学科。研究岩体和水流之间的耦合作用规律是其核心内容。这种耦合作用规律表现在以下几个方面：①耦合本构关系：固体和流体之间的耦合本构关系是研究岩体变形和破坏的基础。②岩体水力参数和力学参数之间的耦合关系。岩体水力学所研究的问题一般是地质体受力条件发生变化的情况。因此,建立岩体水力学参数和力学参数之间的关系对预测岩体水力特性的变化,进而给出岩体变形和破坏的趋势是十分必要的。③软化作用。这是岩体和水流之间的一种物理化学作用。一般来讲,作用的结果降低了岩体的 C, ϕ 值。

研究岩体水力学时,应以岩体赋存的地质环境为背景,以"岩体结构控制论"为指导观念,以人类的工程活动为重要的影响因素来分析，探讨岩体和水流之间的耦合作用规律，进而做出岩体水力学分析。

（1）*岩体水力学结构*　　就岩体水力学研究来说，对地质体结构类型划分的目的是研究地下水运动通道和水力学条件或者说是为建立岩体水力学模型服务。前面曾谈过，谷德振（1979）教授将含水体和隔水体定义为水文地质结构单元。实际上,含水体也就是透水体,但是,透水体的现状不一定都含水,即透水体不一定都是含水体。含水条件与地区地下水动态有关。从岩体水力学研究的角度出发，透水体的概念比含水体的概念更重要。把含水体和隔水体为水文地质结构单元来建立水文地质结构的概念对研究地下水埋藏条件和进行水资源评价来说是好用的,而对研究岩体水力学是不恰当的。岩体水力学研究的中心课题不是水资源评价,而是岩体力学作用。研究岩体水力学最关心的是地下水的运动及其力学效应。显然,用含水层和隔水层的概念划分地质体结构是不恰当的。而应该采用隔水层和透水层作为结构单元，用透水层和隔水层的组合、排列型式来定义为岩体水力学服务的表征地质体与地下水活动有关的地质体结构较为恰当。为了与谷德振（1979）教授建立的水文地质结构概念相区别,著者建立将以透水层(体)和隔水层(体)为要素或单元做出的地质体结构划分结果命名为**岩体水力学结构**。应当注意，含水层肯定是透水层,反过来,透水层可以含水,也可以不含水,透水层含水与否是另外一个问题。透水层含水与否受控地下水补给来源、动态及运动状况。岩体水力学研究与水力作用密切相关的坝基和坝肩渗漏、坝基变形和破坏、边坡稳定性、地下洞室围岩稳定分析、施工涌水、排水等问题。这类课题中共同性的基础课题为地下水渗透规律、地下水作用规律、水对岩体力学性质影响等。研究这些课题的最重要的基础是要查清地下水运动通道和边界条件的透水层与隔水层(不透水层)的地质规律，即岩体水力学结构特征。目前已经认识到的作为地下水通道的透水体有三种主要类型：

① 孔隙透水体(层)

② 裂隙透水体(层) { i. 块状裂隙透水体；ii. 层状裂隙透水体；iii. 脉状裂隙透水体。

③ 管道透水体。

与此相对应的隔水体也有三种主要类型：

① 块状隔水体；

② 夹层或带状隔水体；

③ 层状隔水体。

层状隔水体是连续的、有效的隔水体。夹层状隔水体与带状隔水体在空间常呈不均匀分布，常存在渗漏窗口或薄弱环节，在高水头作用下常被击穿而形成渗漏通道，这个问题在水文地质结构研究中要特别给予重视。

根据上面建立的岩体水力学结构单元可将岩体划分为若干结构类型，从而为岩体水力学研究的建立基础，它将为建立岩体水力学模型提供依据。

(2) 岩体的水力特性　透水体的水力特性主要指渗透性，是研究地下水在岩体中的活动规律及其对地质工程稳定性影响的基础。

地下水主要在裂隙中流动，岩体渗透性实质上是裂隙水力学问题。从表 1.5.11 可以

表 1.5.11　各种岩石及岩体的渗透系数

岩　石　类　别	K cm/s (实验室测定)
砂岩(白垩系复理层)	10^{-4}—10^{-10}
粉砂岩(白垩系复理层)	10^{-5}—10^{-8}
花　岗　岩	5×10^{-11}—2×10^{-10}
板　　岩	7×10^{-11}—1.6×10^{-10}
角　砾　岩	4.6×10^{-10}
方　解　石	7×10^{-10}—9.3×10^{-8}
灰　　岩	7×10^{-10}—1.2×10^{-7}
白　云　石	4.6×10^{-9}—1.2×10^{-8}
砂　　岩	1.6×10^{-7}—1.2×10^{-5}
硬　泥　岩	6×10^{-7}—2×10^{-6}
黑色片岩(有裂隙)	10^{-4}—3×10^{-4}
细　砂　岩	2×10^{-7}
鲕状岩 (Oolitic rook)	1.3×10^{-4}
布雷德弗德 (Brdfort) 砂岩	2.2×10^{-5}—6×10^{-7}
格伦罗兹 (Glenrose) 砂石	1.5×10^{-3}—1.3×10^{-4}
蚀变花岗岩	0.6—1.5×10^{-5}
岩　体　类　别	现　场　测　定
脉状混合岩	3.3×10^{-3}
绿泥石化脉状混合岩和页岩	0.7×10^{-2}
片　麻　岩	1.2×10^{-3}—1.9×10^{-4}
伟晶花岗岩	0.6×10^{-3}
褐　煤　层	1.7×10^{-2}—23.9×10^{-4}
砂　　岩	10^{-3}
泥　　岩	10^{-4}
始新统石灰岩	10^{-2}—10^{-4}

看出，对致密的岩块，其渗透系数约为 10^{-7}—10^{-8}cm/s。但对大范围的岩体情况就完全不同了。就同一种岩石而言，岩体的渗透系数要比岩块的渗透系数大 10^4—10^7 倍。这种悬殊的差异就是因为岩体具有一种特殊的结构——不连续结构。

岩体具有一定的组成成分、一定的结构、赋存在一定的地质环境中。因此，考察岩体渗透性时，必须从岩性、岩体结构、环境因素及其变化出发。其中，岩体结构和结构面上的正应力状态是控制因素。

根据岩体结构特征和地应力状态等可将岩体划分为以下几种渗透介质：

① 均匀孔隙介质

完整结构岩体或高地应力状态下的碎裂结构岩体可以认为是均匀孔隙介质。其水流运动的数学关系符合 Laplace 方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(K_x\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(K_y\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(K_z\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)=0 \tag{1.54}$$

式中 ϕ 为水力势函数；K_x，K_y，K_z 分别为 x，y，z 方向上的渗透系数。

② 非连续渗透介质

碎裂结构岩体和块裂结构岩体属于这种介质，对这种介质可以用数值法分析，有些情况也可以采用等效渗透介质处理。

③ 各向异性渗透介质

多数岩体可以简化成这种介质处理。

在各向异性渗流场中，一般地说，空间某点流速向量与等势面在该点的法线有一夹角而不重合，流速向量公式为

$$V=\bar{K}J \tag{1.55}$$

式中渗透系数 $\bar{K}$ 是一个张量

$$\bar{K}=K_{ij}\quad i,j=1,2,3$$

设选定 x_1，x_2，x_3 为三维笛卡尔坐标系，上式可写为

$$\begin{Bmatrix}V_1\\V_2\\V_3\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}K_{11}&K_{12}&K_{13}\\K_{21}&K_{22}&K_{23}\\K_{31}&K_{32}&K_{33}\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}J_{x_1}\\J_{x_2}\\J_{x_3}\end{Bmatrix} \tag{1.56}$$

当然，渗透介质的划分还与工程作用尺度等因素有关。在解决具体问题时，应综合考虑各方面的因素。

(3) 裂隙水流　"有水一定有缝，但有缝不一定有水"。这就是说，裂隙是岩体中地下水运动的主要通道，但并不是所有的裂隙都导水。由狭缝流体力学知道，裂隙导水性主要取决于裂隙的开度。大量勘探资料表明，裂隙岩体内地下水的运动具有方向性。如三峡三斗坪坝址地下水溢出带大多与 NEE 向断裂有关[1)]。澜沧江漫湾坝址钻探中发现同一条NW向断裂带上钻孔具有连通性的地下水[2)]。雅砻江二滩坝址 No.2 探洞内钻孔揭露出的地下水位于正长岩与玄武岩接触带内，洞内两个钻孔打穿这个接触带时具有水力联系。在东线南水北调穿黄工程枢纽勘探工程中也发现有这种现象，即多组裂隙和断裂中仅其中一组具有明显的地下水联系。这些事实表明，地下水力联系除与岩体内裂隙发育状况有

1) 陈德基同志口头介绍给著者；
2) 林仁惠同志口头介绍给著者。

关外，尚有其它原因。目前已获得的资料表明，这种现象与地应力场有关。如三斗坪有泉水出露的断裂带大体与区域最大压应力场方向平行，漫湾坝址也具有类似的迹象。二滩坝址具有地下水联系的结构面大体上垂直地应力最小分量，这种现象可以用图1.5.30来解释。如块状岩体在 σ_{max}-σ_{min} 地应力场平面内发育有平行于 σ_{max} 和 σ_{min} 的两组断裂。平行于 σ_{min} 方向的一组节理在 σ_{max} 作用下呈闭合状态而不导水，而平行于 σ_{max} 的一组断裂在 σ_{min} 作用下不能闭合，呈开裂状态。显然，平行于 σ_{max} 方向的断裂是导水的，从而造成岩体透水性的各向异性。这一规律为研究裂隙岩体地下水运动或岩体水力学作用提供了又一把钥匙。结构面和地应力场可以视为岩体水力学地质基础中的两个主要因素。

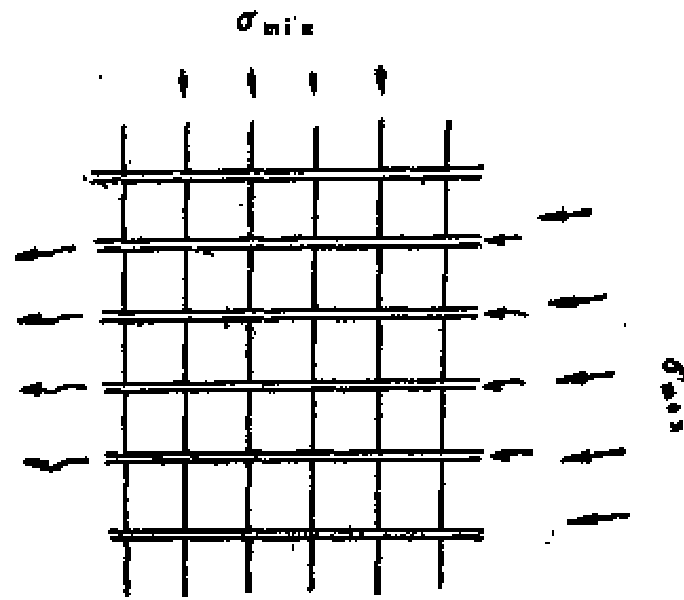


图 1.5.30　地下水运动与地应力关系

上面谈到透水体不一定含水。含水条件与地区地下水来源、动态及地下水运动状况有关。而裂隙岩体内地下水赋存条件除与上列条件有关外，还很大程度上取决于地应力场特征。同岩体力学介质可以转化一样，如果地应力水平较高，且 $\sigma_1 \approx \sigma_2 \approx \sigma_3$，结构面将处于闭合状态，透水结构岩体将转化为不透水结构岩体。图1.5.30所示，如果 $\sigma_1 \neq \sigma_3$，而是 $\sigma_1 \gg \sigma_3$，则可能形成单向透水结构岩体。在进行裂隙岩体水力学研究时，必须注意地应力场及其变化的影响。裂隙导水性对其变形特别敏感，而结构面变形又主要取决于法向应力。尤其是地质体受力条件变化时，更应注意到这一点。

(4) 岩体中的水流定律

① 孔隙透水层(体)

实验资料表明，地下水在孔隙透水体中的运动符合达西定律：

$$V = K_R(I - I_0) \tag{1.57}$$

式中 V 为流速；K_R 为渗透系数；I 为水力坡降；I_0 为起始水力坡降。K_R 随岩性的不同变化很大。

② 单裂隙内水流运动规律

单裂隙内水流运动规律仍可写成达西定律的形式，即

$$V = K_f I \tag{1.58}$$

式中 K_f 为导水系数，是裂隙开度 e 的函数。对节理来说，水流具有层流特征，则

$$K_f = \frac{\kappa g e^2}{12\nu C} = \beta e^2 \tag{1.59}$$

式中 κ 为裂隙连续性系数，即裂隙张开面积与总面积之比；C 为取决于裂隙粗糙度系数(裂隙粗糙度为 h/D_h，h 为节理面凸起高度，定义为起伏差；$D_h = 2e$ 定义为水力直径)。Louis (1974) 给出

$$C = 1 + 8.8(h/D_h)^{1.5} \tag{1.60}$$

式(1.59)中的 g 和 ν 分别为重力加速度及运动粘性系数。

当节理内有充填物时，其导水系数取决于充填物渗透性。一般来说，充填物渗透性远比围岩岩石渗透性高。

③ 一组裂隙切割的岩体内水的运动规律

设裂隙为一组节理或劈理，其渗流量由岩石渗透性和裂隙导水性及有效水力坡度 I_e 决定，即

$$Q = \Sigma q = \Sigma[eK_f I + bK_R(I - I_0)] \tag{1.61}$$

式中 b 为岩体过水断面尺寸。

$$V = q/b$$

$$V = \eta K_f I + (1 - \eta)K_R(I - I_0) = KI \tag{1.62}$$

式中 $\eta = e/b$ 为岩体裂隙率。

(5) *地应力对裂隙导水性的影响*　地应力对岩石渗透性的影响远远小于对裂隙导水性的影响。地应力对裂隙导水性的影响表现在两个方面：

① 地应力垂直于结构面时，由于结构面在法向应力作用下闭合，裂隙开度 e 减小，因此使裂隙导水性显著降低；

② 地应力平行结构面时，由于侧胀变形，因此结构面有的开裂(当侧向压力较小时)，有的则产生闭合(当侧向应力较大或平面应变条件时)。但总的来说，平行于地应力结构面的导水系数将大于垂直于地应力结构面的导水系数。

1) 在法向应力作用下裂隙导水性　由式(1.59)可知，裂隙导水性与裂隙宽度 e 的平方成正比。根据孙广忠、林文祝(1983)的试验资料得知，在任一附加应力 σ 作用下，裂隙宽度为

$$e = e_0 \cdot e^{-\frac{\sigma}{K_n}} \tag{1.63}$$

式中 e_0 为 $\sigma=0$ 时的裂隙宽度；K_n 为结构面闭合变形刚度。将式(1.63)代入式(1.59)，得

$$K_{f_n} = \beta e_0^2 e^{-2\sigma/K_n} = K_{f_{n0}} \cdot e^{-\frac{2\sigma}{K_n}} \tag{1.64}$$

式中 $K_{f_{n0}}$ 为附加应力 $\sigma = 0$ 时的裂隙导水系数，即

$$K'_{f_{n0}} = \beta e_0^2 \tag{1.65}$$

C. Louis (1974) 通过试验(图 1.5.31)得到了与式(1.64)完全相同的形式，即

$$K = K_0 e^{-\alpha\sigma} \tag{1.66}$$

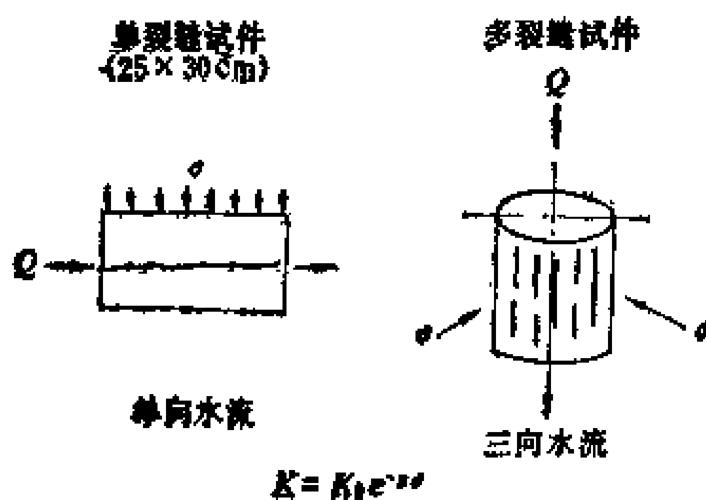


图 1.5.31　地应力对裂隙导水性的影响实验研究 (C. Louis, 1974)

2) 在平行于结构面方向的应力作用下裂隙导水性　岩体力学试验表明，裂隙岩体在平行于裂隙面方向的应力 σ_1 作用下，在产生纵向压缩变形 ϵ_1 的同时，还产生 ϵ_3 的横向扩张变形，即

$$\epsilon_3 = -\mu'_{13}\epsilon_1 \tag{1.67}$$

式(1.67)中 μ'_3 为侧向扩张系数，当侧向应力 σ_3 较低时，μ'_{13} 可大于 0.5，甚至大于 1.0，即裂隙张开。裂隙张开量为

$$\epsilon'_3 = -(\mu'_{13} - \mu)\epsilon_1 \tag{1.68}$$

当 σ_3 较高时，μ'_{13} 将小于 0.5 或等于 μ_0，μ 为岩石的泊桑比。当岩体受较低的 σ_3 作用时，在三维应力 σ_1, σ_2, σ_3 作用下裂隙宽度为

$$\varepsilon_3' = [(\mu' - \mu)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + \varepsilon_{3i}]e^{-\frac{\sigma_3}{K_n}} \tag{1.69}$$

设

$$\varepsilon_i = \frac{e_i}{b} = \frac{\sigma_i}{E}$$

或

$$e_i = \frac{\sigma_i}{E} b \tag{1.70}$$

则式 (1.69) 可改写为

$$e_3' = \frac{b}{E}[\sigma_{3,0} + (\mu' - \mu)(\sigma_1 + \sigma_2)]e^{-\frac{\sigma_3}{K_n}} \tag{1.71}$$

将式 (1.70) 代入式 (1.59), 得

$$K_f = \beta(e_3')^2 \tag{1.72}$$

或

$$K_{f_1} = \beta \cdot \left\{\frac{b}{E}[\sigma_{3,0} + (\mu' - \mu)(\sigma_1 + \sigma_2)]\right\}^2 e^{-\frac{6\sigma_3}{K_n}} \tag{1.73}$$

式中 b 为节理或劈理间距。

(6) *地下水在岩体中的活动规律*　岩体结构控制着岩体的水力特性，因而也就控制着地下水的活动规律，而地应力和人类的工程活动又是重要的影响因素。岩体结构限定了地下水的赋存空间与活动途径，岩体的水力特性受岩体结构特征和结构面变形性能的控制，而人类的工程活动可以改变岩体结构和地应力状态。因此，研究地下水的活动规律及其对岩体变形和破坏的影响时必须综合考虑这些因素。

在解决岩体水力学问题时，必须具体地查明岩体结构特征及地应力状态，然后利用前面阐述的理论对地下水的赋存与活动规律作出判断，给出岩体水力学模型。在此基础上组织试验，进行数值模拟可以得到较好的结果。

对碎裂结构岩体来说，查明裂隙在空间上的分布规律和各组裂隙与地应力的关系非常重要。这种岩体的导水性往往是各向异性的，常常是平行于最大主应力方向的导水性最强。这种现象在卸荷带内表现得十分清楚：地下水主要在近垂直的裂隙内纵横运动。

对断续结构岩体来说，情况比较复杂。这种岩体存在着渗透不连续性，但也存在连续的通道。其导水性必须通过试验来测定。

块裂和板裂结构岩体既控制于节理发育状况，又控制于软弱结构面或夹层。在查清裂隙导水率及软弱夹层的渗透率情况下，可以通过数值模拟来寻求这种岩体的导水率。

地下水在岩体中的活动规律清楚了，就可以通过数学力学分析来研究地下水对岩体变形和破坏的影响。

5. 地下水力学测试方法及技术

(1) *概说*　这一节标题叫地下水力学测试方法及技术，而不叫水文地质测试技术，原因在于地下水的岩体力学测试主要研究地下水的力学作用，而不是评价水质和储量。地下水的力学作用主要表现为：地下水影响岩体中的应力状态、变形状态和岩体的最终强度。地质体中的动、静水压力影响其稳定性。地下水的力学作用规律主要取决于岩体的

水力特性，而岩体的水力特性受其地质特征和变形特性的严重影响。地下水力学测试的内容应包括岩体成分、结构、渗透系数及变形参数。岩体的成分、结构及变形参数已在有关部分阐述，本节主要讨论岩体水力学的核心参数——渗透系数。

岩体的渗透性与其结构密切相关。一般来讲，岩体结构限定了地下水在岩体中赋存的空间与活动的途径。这就决定了岩体的渗透性——定向性和不均一性。因此，表征岩体渗透性的参数为定向渗透系数。当然，根据岩体结构特征、地应力状态等，有时也可将岩体视为多孔介质。由此看来，岩体渗透性的测试技术及方法、试验分析理论都有自己的特殊性。

定向渗透系数可以通过室内模拟试验来获得，也可以在野外进行现场测试。由于岩体的水力特性存在尺寸效应，因此为了取得符合实际的资料，一般采取野外测试。

测定渗透系数的方法很多，大致可归纳为两类：抽水试验和压水试验。此外，还有气体试验、示踪试验等。一般认为，抽水试验是在野外测定渗透系数比较理想的方法。但它只能用于要测试的岩体位于地下水位以下的情况。利用抽水试验无法测定地下水位以上岩体的渗透系数，压水试验或注水试验可以用于这种情况。

对裂隙岩体来说，要注意注水试验的压力不宜过高，原因是岩体由于注水压力作用会产生裂隙变形。如果水压过高，那么可使闭合裂隙张开，从而增大渗透系数。Londe (1974) 曾指出，在压水试验(刘让试验)中，如果有 1MPa 水压展布在半径为 2m 的圆形面积上，那么可使岩体变形 0.3mm ($E = 2 \times 10^4$MPa) (C. Louis, 1974)。如果在试验前裂隙全部闭合，那么由压水试验而造成的这样一种变形就相当于试验测得 10—100 刘让[1]的渗透性。他还指出，钻孔压水试验期间水压引起的裂隙变形使流量变化与压力的 4 次方成比例。因此，为了精确地测定渗透系数，最好采用抽水试验。实际上，当要测的岩体位于地下水位以上时，还得采用压水试验。在这种情况下，选择注水压力时要考虑所测岩体处的地应力状态，并在试验资料分析时考虑注水压力的影响(一般注水压力小于 1MPa)。

(2)测定岩体渗透性的试验方法及技术　前已叙及，表征岩体渗透性的参数为定向渗透系数。确定定向渗透系数实际是测量结构面的渗透性，这是十分重要的岩体水力学试验。现在人们常用的抽水试验和压水试验对节理密度较大，组数较多的碎裂岩体同样适用。事实上，这种岩体的渗透性不具有强烈的方向性，可视为多孔介质。而对节理规模较大，方向性明显的岩体，或有特定要求研究某一组节理渗透性时，必须对现有的试验技术和分析理论做一些改进和创新。

1. 抽水试验　抽水试验是确定岩体的水力特性的有效方法之一。它所提供的结果一般能代表较大的面积，比单个点上或室内试验结果可靠。采用 C. Louis (1974) 所创造的三联水力传感器(将在压水试验部分详细介绍)和渗透仪进行抽水试验，可获得定向渗透系数。

抽水试验结果正确与否与两个方面因素有关：

1) 观测方法和设备的可靠性及精度；

2) 选用公式与抽水试验的水力模型是否相符合。

这项技术涉及的问题极其广泛，下面只能提纲挈领地做简要介绍。

---

1) 刘让等于每米长钻孔 1min 压入 1L 水量。

①试验场地选择

选择试验场地时，应注意下面几点：

a. 场地能够代表所测岩体的一般特征，且水文地质条件在短距离内不应有剧烈的变化；

b. 场地最好不要选择在交通道边，以防重型运输车通过时引起地下水位波动，不易观测；

c. 抽出的水要有条件排走，不能返回到含水层内。

② 抽水井

抽水井的直径必须满足下面两个要求：

a. 适应水泵安装，留有一定间隙，便于安装和有效运转；

b. 保证井的水力效率。应当注意井径增大，涌水量变化并不大。不要盲目地选择大的井径。

井深和过滤器长度应根据要研究的岩体范围来定。

水泵选择十分重要。水泵的能力和排水量应足以使远离抽水井 100—200m 外的观测孔中产生可观测到的降深值。

③ 观测孔

抽水试验的基本方法是在抽水井内抽水，测量流量及水位降深，同时在适当距离内打一定数量的孔观测由于抽水引起的水位变化。设计观测孔时，必须解决三个问题，即观测孔的数量、深度及距抽水井的距离。

观测孔多少对取得资料的精度有很大的影响。如一个观测孔只能用来分析所测岩体的平均渗透系数。两个或多个观测孔设在距抽水井不同距离处，即可以研究时间-降深关系，又可以研究距离-降深关系。这样做不仅可提高成果精度，而且可以使测得结果具有大面积的代表性。如果条件允许，那么最好采用多于三个观测孔。

观测孔的深度与观测孔的距离及岩体渗透性有关。岩体渗透性愈小，要求距抽水井距离越近，且深度要求浅些；岩体渗透性越大，降落漏斗越大，所以要求观测孔距抽水井稍远些，且要求深些。

抽水试验过程主要测量内容为水位及流量。

④ 水位观测技术及仪表

目前的水位测定方法有机械式、电动式、电子式、压力式、声呐式和核子式等。前两种是古老的方法，后两种正在试验和推广，电子式和压力式目前应用较广。观测仪器已发展为连续自动记录。下面三种仪器是代表现代水平的。

a. 程序控制水位数字采集系统，这是一种微处理机控制的水位数据采集系统。传感器为压力式。采集系统有 2,048 个点的存贮器容量。水位记录时间间隔可从 4s 到 1h。该仪器外部直径为 4.25 英寸[1]，分辨率高，可用微处理机进行数据处理。这台仪器是美国结构性能工程实验室（Structural Behavior Engineering Laboratory, Inc.）生产的。

b. 声呐式水位计是德国在 70 年代末研制出的，能在 0.25s 内测量完30个观测孔水位，精度达 1.4mm。各观测孔的数据通过电缆同时自动送至中心记录站，数据存入磁盘。由台式计算机控制，并由电传打字机打印出结果。一盘磁带可连续测量 4—5d，测量元件为

1) 1in = 0.0254m。

1MHZ 石英晶体。此仪器要求井壁要直。

C. SE200 型水位分析系统，这是一台计算机控制的地下水位监测系统，此系统用压力传感器测量水位，该仪器有 16 个传感器插座，借助附加装置可扩展到 244 个传感器，每盘磁带容量为 23,584 个数据。

⑥地下水流量测定技术及仪表

抽水试验中测定流量的方法有：容积法、交变压力差法、固定压力差法、电磁法和流速法五种。前两种用于测量地表或井口流量，后三种用于测量井下流量。测地表流量常用机械流量表，测井下流量常用流速法。此法按原理分为机械式、热敏式、放射性式、激光式、涡轮式和超声波式六种。用流速法测流量的关键在于选择流速器的传感器，要求量程大、性能稳定、灵敏及精度高、易更换。目前使用较多的井下流速仪以涡轮式和叶轮式的机械流量仪为主。非接触的超声波流量计将有较大的发展，因为它具有量程大、无管内压力损失、不受流体物理性质影响等优点。

II. 压水试验　　压水试验是确定岩体渗透性的主要方法之一，主要用于测定位于地下水位以上岩体的渗透性，研究坝肩渗漏时经常遇到这种情况。传统的刘让试验水流型式复杂，可能是球面流、柱面流、或混合流。只能测定岩体的平均渗透性，没有办法测出定向渗透系数。C. Louis (1974) 所创造的三联水力探测法，即限控平面流压水试验，可以较好地解决这个问题。

① 刘让试验

图 1.5.32 为刘让试验示意图。刘让试验只能给出表征岩体渗透性的单位吸水量 ω，

$$\omega = \frac{Q}{LP} \tag{1.74}$$

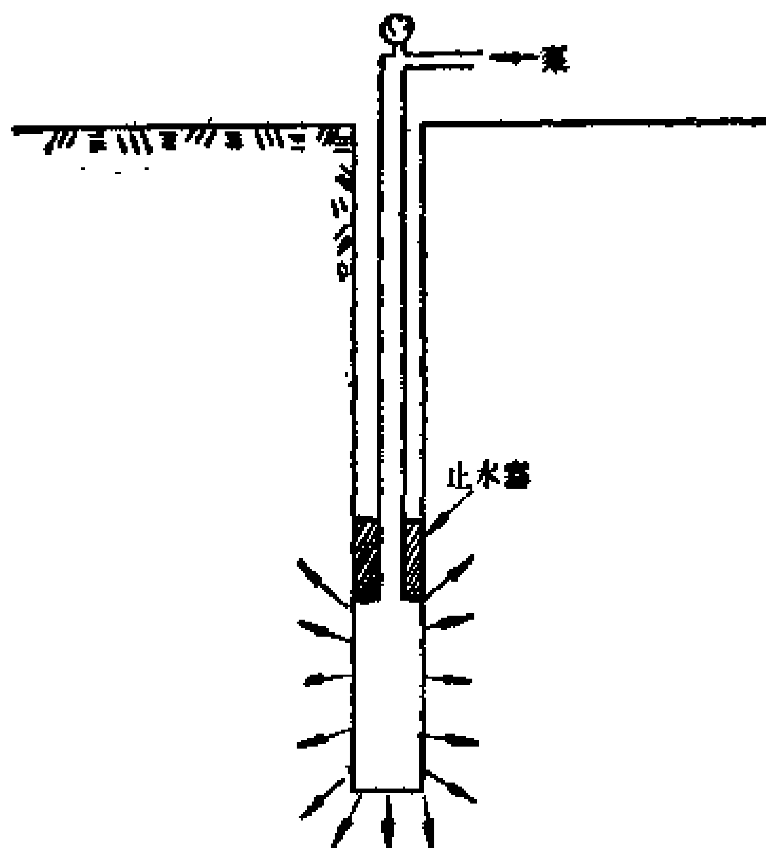


图 1.5.32　传统刘让试验(单位压水试验)

式中 Q 为压水试验时的稳定流量；L 为压水段长度；P 为试验时施加的总压头。

利用式 (1.74) 求得的 ω 可以通过有关公式估算渗透系数。比较适用的经验公式为

$$K = \alpha\omega \tag{1.75}$$

式中 $\alpha = 0.87 \sim 1.18$。一般可近似地取 $\alpha = 1$。这样

$$K \doteq \omega \tag{1.76}$$

如果 ω 的单位为 L/min · m · m，则渗透系数 K 的单位为 m/昼夜。这样处理时其最大误差与式 (1.75) 相比约为 18%。

上面求得的 K 为平均渗透系数。要确定定向渗透系数最好采用限控平面流压水试验。

② 限控平面流压水试验

这种试验的特点是水流型式单一(一般为平面流)，易于理论分析，它既可以测多孔介质渗透系数，又可以测单裂隙和裂隙组的定向导水系数。采用这套装置也可以做抽水试验，同样具有上述特点。

图 1.5.33 为 C. Louis (1974) 提出的采用三联水力探测法或限控平面流压水试验钻孔结构图。这个方法将压水段分为三段，上下两段实际上起着限制中段水流方向的作用。这样就使中段水流大致为平面流，同时利用中段的上下分隔器流量之差给出中段渗流量 Q_m，并在中段利用压力计测量实际水头 P_0。和抽水试验一样，在距压水孔一定距离处设观测孔测量水流经过压力降后的水头 P(图 1.5.34)。这样就很容易建立试验分析理论。

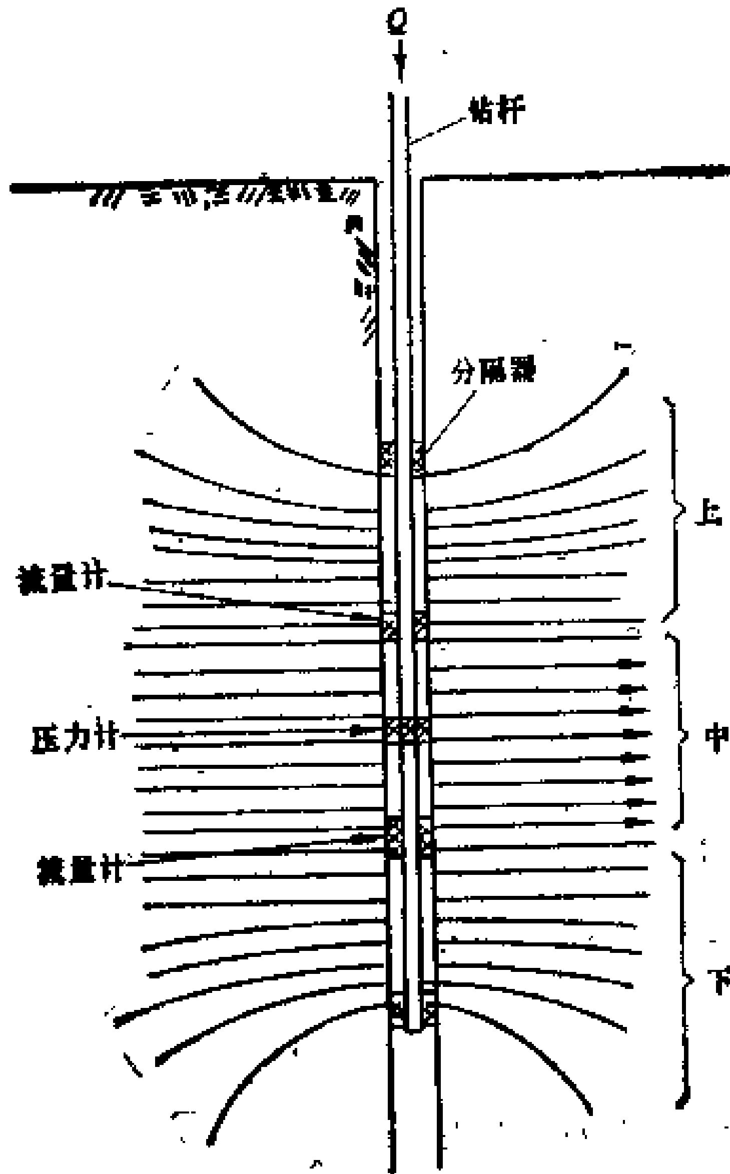


图 1.5.33 三联水力探测法原理

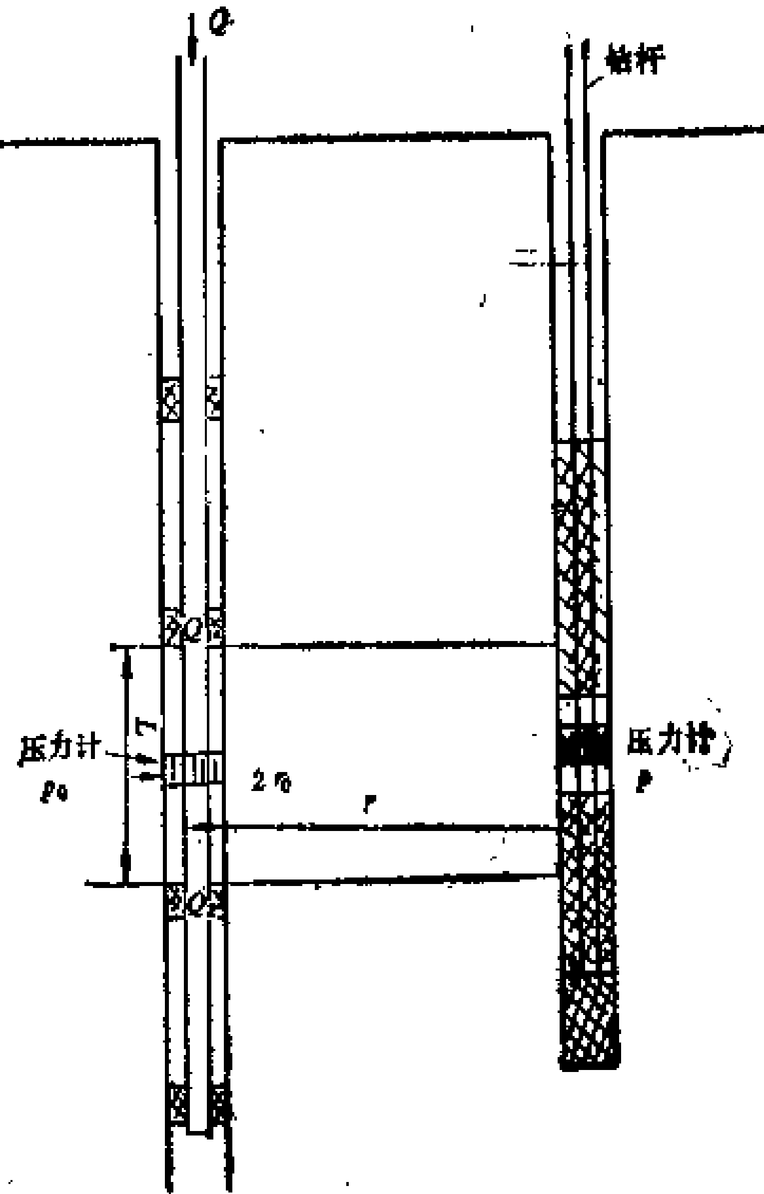


图 1.5.34 C. 路易斯压水试验工作原理

如果所测岩体可视为各向同性多孔介质，那么，无论是压水试验还是抽水试验(流量为"—")都可按下面公式计算：

$$Q_m = \frac{2\pi KL(p_s - p)}{\ln \frac{r}{r_0}} \tag{1.77}$$

或

$$K = \frac{Q_m \ln \frac{r}{r_0}}{2\pi L(P_0 - P)} \tag{1.78}$$

图 1.5.35 为单裂隙渗透试验，图 1.5.36 为裂隙岩体渗透试验。通过这两个试验可以获得单裂隙和裂隙组的定向渗透系数。裂隙介质试验分析理论将在后面作一些介绍。

施行限控平面流渗透试验时常遇到钻孔方向、试验段长度及钻孔直径、试验压力等三个问题。

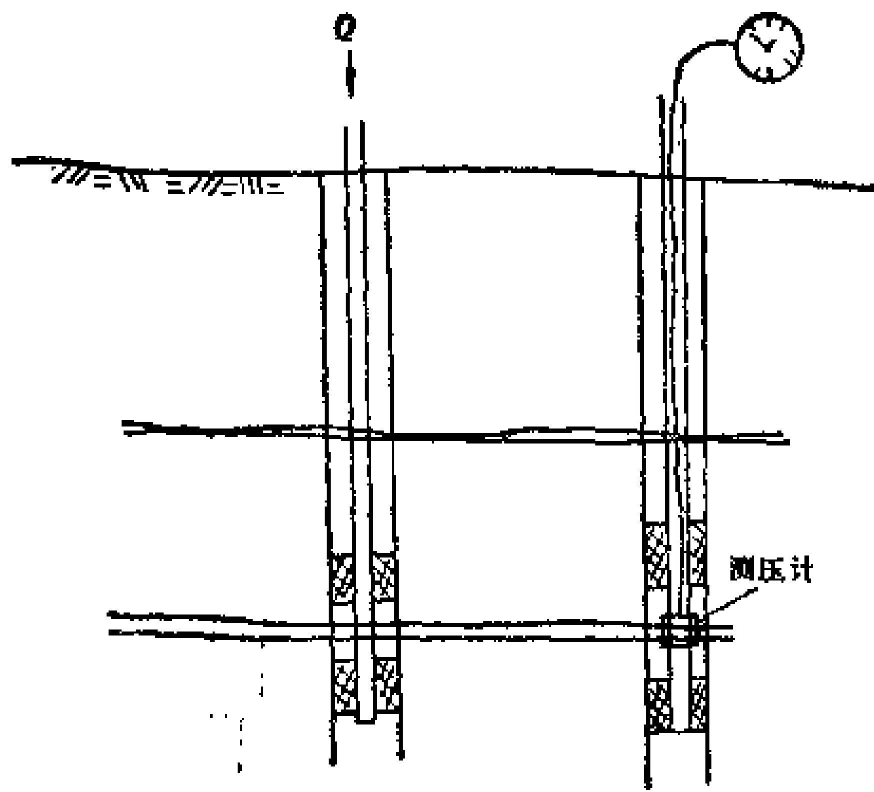


图 1.5.35 单裂隙渗透试验

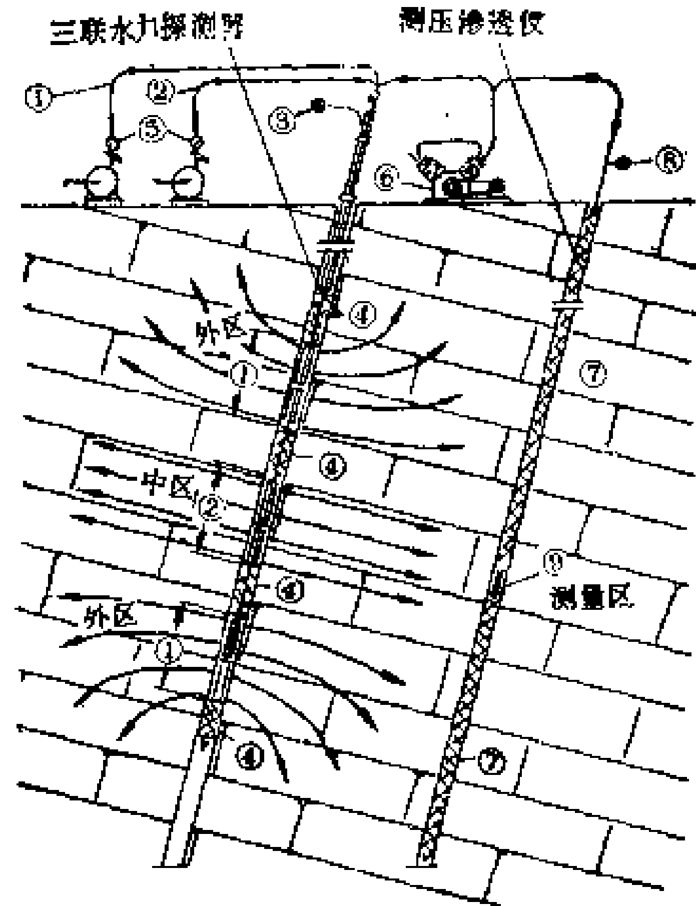


图 1.5.36 用三联水力探测器和测压渗透仪进行的水力试验

①向外段压水；②向中段压水；③中段中的压力；④栓塞；⑥流量计；⑥压缩机；⑦长栓塞；⑧测压传感器中的压力；⑨三联水力探测器

a. 钻孔方向。钻孔方向可根据研究目的而定。如所研究的岩体可视为各向同性多孔介质，钻孔方向可根据工作方便而定。如果要测量定向渗透系数，则最好使钻孔方向与单裂隙或裂隙组垂直。

b. 试验段长度和钻孔直径。很难确定绝对合理的试验段长度。关键是上下两段长度能保证中段成平面流，亦即与试验分析理论中所采用的水力模型相符，这只能在有限范围内出现。因此，必须把试验段长度与观测孔距和压水孔距放在一起考虑，统一选择，解决这个问题可以借助于绘制流网的办法。至于钻孔直径，从理论上讲越大越好。因为钻孔越小，孔壁周围出现紊流范围越大。当然，紊流的出现尚与试验压力等因素有关，要综合考虑。

c. 试验压力。前面已经说过，试验压力过大会引起岩体特别是裂隙变形，并在孔壁附近产生紊流，故试验压力不宜过高，一般不宜超过 1MPa。对岩体来说，以岩浆岩为例，因为岩体内封闭应力较高，可达 4.0—8.0MPa，显然可适当提高试验压力。对沉积岩来说，试验压力不宜过高。

③ 三联法压水试验设备

前面已经介绍过，三联水力探测器的出现，使压水试验可以用于比较精确地研究岩体的水力特性，它可以测定岩体任一方向的渗透系数，为研究岩体水力学提供方便。限控平面流压水试验的关键设备是三联水力探测装置或三联水力传感器。本节只限于介绍三联水力探测装置本身，对其附属设备如地面提升设备、泵、流量计、记录仪、测压计等不拟讨论。

图 1.5.37 为 C. Louis (1974) 创造的三联水力探测装置。已有两种型式，即水力测

量探测器和电测探测器。

a. 水力测量探测器。用一种同心或不同心的双管做压水管，一根用于上下段压水，另一根用于中段压水。在各压水段处管子上打有孔眼，使压水区与管子联通起来。三个压水段用密封分隔器分开。中段流量 Q_m 及压力在地表用流量表和压力表直接观测。这种型式的试验装置可以做上下段与中段压力相等或不等的试验。

b. 电测探测器。可采用一根管子、三个或四个密封分隔器来工作。中段流量可通过测量进入中段流量 Q_1 与由中段进入下段流量 Q_2 之差取得，即

$$Q_m = Q_1 - Q_2 \tag{1.79}$$

中段压力采用压力传感器测量。流量及压力测量仪器用电缆输送到地面，通过二次仪表进行显示。

电测探测器只能用于三段等压试验。

(3) **水压试验分析理论**　水压试验包括抽水试验和压水试验两种，它们的分析理论是一样的。根据试验原则和目的，一般只会遇到水在均质各向同性多孔介质中流动和水在定向裂隙或裂隙组中流动两种情况。

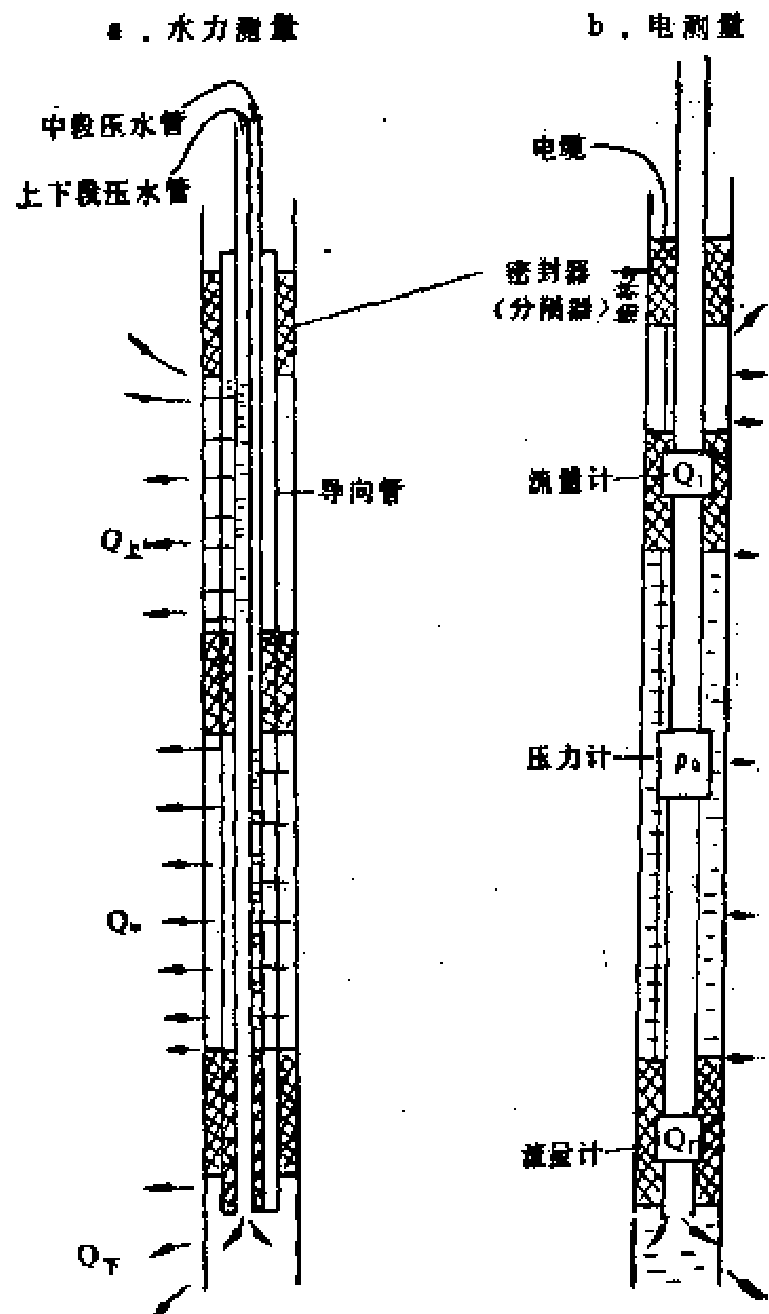


图 1.5.37　C. Louis (1974) 发明的三联水力探测装置

1) 水在各向同性多孔介质中的流动

水力分析模型如图 1.5.38 所示。图中 H 为水头；L 为所测岩体的厚度；R 为影响半径；r_0 为钻孔半径。

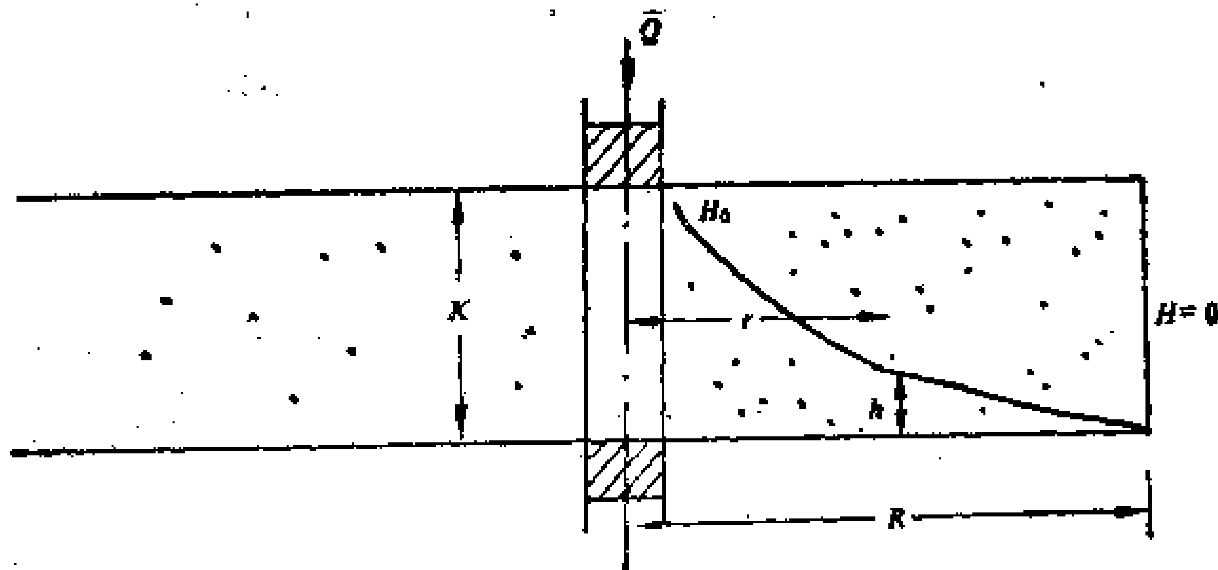


图 1.5.38　各向同性多孔介质水力分析模型

假定水流为平面径向层流，那么可忽略惯性力作用。根据达西定律

$$V = -K\frac{dh}{dr} \tag{1.80}$$

$$Q = K2\pi rL\frac{dh}{dr} \tag{1.81}$$

$$\frac{dr}{r} = \frac{2\pi LK}{Q}dh \tag{1.82}$$

对上式进行积分 r 从 r_0 变到 R，h 从 H_0 变到 0，有

$$\int_{r_0}^{R}\frac{dr}{r} = \int_{H_0}^{0}\frac{2\pi LK}{Q}dh \tag{1.83}$$

即

$$K = \frac{Q}{2\pi LH_0}\ln\frac{R}{r_0} \tag{1.84}$$

对 r 从 $r_0 \to r$，H 从 $H_0 \to H$ 对上式重新积分可得

$$H = H_0 - \frac{Q}{2\pi LK}\ln\frac{r}{r_0} \tag{1.85}$$

2）水在裂隙或裂隙组中的定向流动　水力分析模型如图 1.5.39 所示。图中 d 为裂隙间距；H_1 为距钻孔中心距离为 R 处的水头。基本假定：

① 钻孔与水平裂隙面垂直；

② 裂隙开度模拟为光滑平行板间的固定开度 e；

③ 在每条裂隙内产生径向水流并遵守达西定律，裂隙间的岩块没有水流；

④ 忽略惯性力作用；

⑤ 边界条件为 $r = r_0$ 时，$H = H_0$；$r = R$ 时，$H = H_1$。

根据以上条件可以得出裂隙组的定向渗透系数：

$$K_f = \frac{\rho g}{12\mu}\cdot\frac{e^3}{d} \tag{1.86}$$

$$K_f = \frac{Q}{2\pi ne(H_0 - H_1)}\ln\frac{R}{r_0} \tag{1.87}$$

$$H = H_0 - \frac{Q}{2\pi neK_f}\ln\frac{r}{r_0} \tag{1.88}$$

$$e = \left[\frac{6\mu Qd}{\rho g\pi n(H_0 - H_1)}\ln\frac{R}{r_0}\right]^{1/3} \tag{1.89}$$

式中 d 为裂隙间距；n 为裂隙数；ρ 为水的密度；μ 为动力粘滞系数。

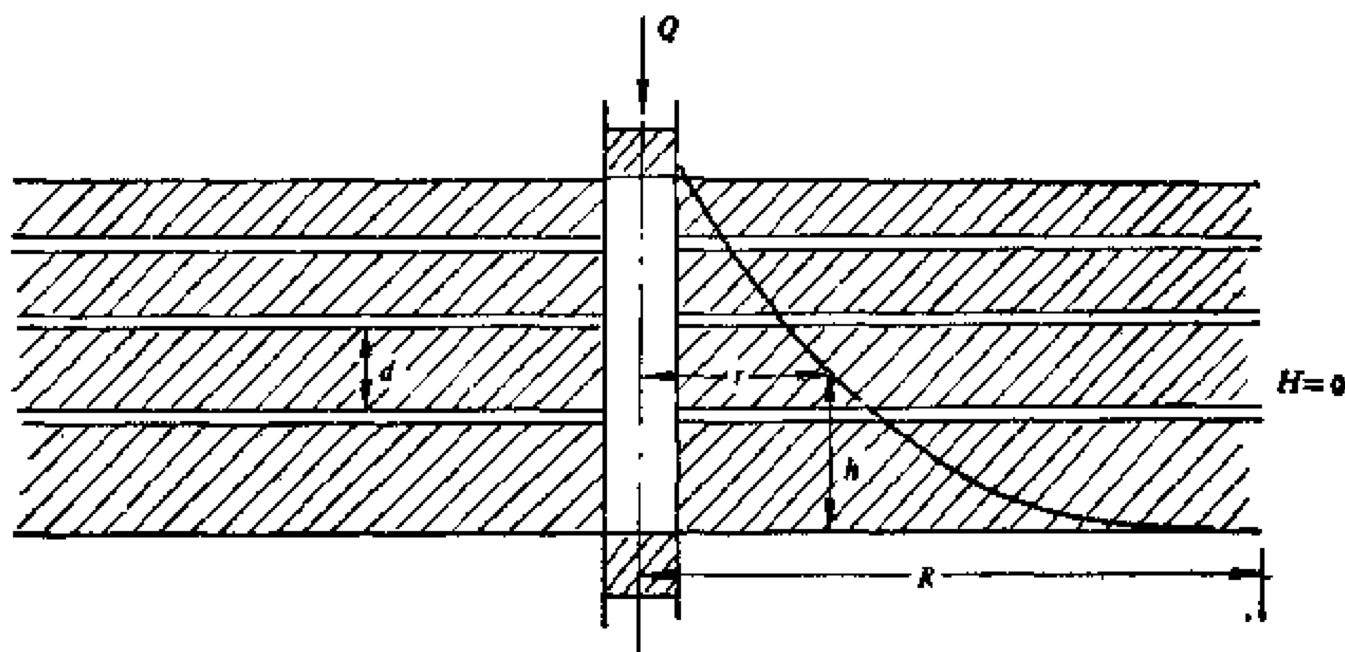


图 1.5.39　裂隙中定向流动水力分析模型

上面的公式只适用于裂隙面内连续、裂隙面水平的情况。裂隙面倾斜时(如图 1.5.40 所示)，可以认为所驱动的水流是裂隙面 (xoy 面) 内径向流与重力作用下均匀流的叠加。在 $M(r,\theta)$ 点上

$$\varphi-\phi_0=\frac{q/b}{2\pi K_f}\ln\frac{r}{r_0}+x\sin\alpha \tag{1.90}$$

$$\psi=\frac{q/b}{2\pi K_f}\theta-y\sin\alpha \tag{1.91}$$

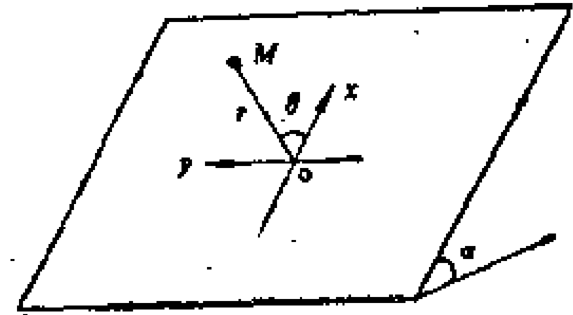


图 1.5.40 裂隙面位置坐标

式中 q 为单个裂隙中的流量；q/b 为实际流量；r_0 为钻孔半径；r 为测点距压水孔距离；ϕ 为势函数；ψ 为流函数。

式 (1.90) 中 $\phi-\phi_0$ 为两条等势线间的差值。根据 $\phi=Z+\frac{P}{\gamma_w}$ 得

$$\begin{aligned}\phi-\phi_0&=\left(Z+\frac{P}{\gamma_w}\right)-\left(Z_0+\frac{P_0}{\gamma_w}\right)\\&=\frac{P}{\gamma_w}-\frac{P_0}{\gamma_w}+(Z-Z_0)\end{aligned} \tag{1.92}$$

如果用总水头 H 表示，则

$$\phi-\phi_0=H-H_0 \tag{1.93}$$

取 H 为注水压力水头；H_0 为观测孔中测量值，代入式 (1.90) 中，有

$$H-H_0=\frac{q/b}{2\pi K_f}\ln\frac{r}{r_0}+x\sin\alpha \tag{1.94}$$

当试验段长为 L，压水流量为 Q 时，对多孔介质以 Q/L 代替 q/b；对裂隙组来说，以 Q/ne (n 为裂隙数)代替 q/b。则由上式可得:

$$K=\frac{Q\ln\frac{r}{r_0}}{2\pi[H-H_0-x\sin\alpha]L} \tag{1.95}$$

和

$$K_f=\frac{Q\ln\frac{r}{r_0}}{2\pi ne(H-H_0-x\sin\alpha)} \tag{1.96}$$

式 (1.95) 和 (1.96) 即为斜孔水压试验时的理论分析公式。不难看出，在式 (1.95) 和 (1.96) 中，若 $x=0$，即观测孔和试验孔在同一水平面内时，它们变为:

$$K=\frac{Q\ln\frac{r}{r_0}}{2\pi L(H-H_0)} \tag{1.97}$$

和

$$K_f=\frac{Q\ln\frac{r}{r_0}}{2\pi ne(H-H_0)} \tag{1.98}$$

式 (1.97) 和 (1.98) 与式 (1.84) 和 (1.85) 完全一样。式中 H_0 为 r 处的水头；H 为钻孔

内的压力水头。

以上建立起了多孔介质、裂隙介质的直孔与斜孔渗透试验分析理论，它们都是在一些假设条件下推导出来的。因此，在应用时选用公式必须与试验分析理论的水力模型相符。

（三） 地　　热

地热在岩体力学研究中的意义虽然不象地应力、地下水那样明显地引人注意。但是，它对岩体力学性质的影响是不可忽视的，是岩体力学作用因素之一。它的作用主要表现在两个方面，一方面表现在它的物理化学作用——风化和岩石力学性质蜕化作用上，另一方面表现在温度变化引起热应力变化的物理作用上。风化或蜕化主要与水在一起，通过水热作用进行反应。而温度变化形成热应力产生的物理作用有时也需要水一起作用，它也可以不需要其它因素参与，而单独进行作用。热应力物理作用一方面表现为物理风化，通过热胀冷缩使岩石破碎；另一方面则呈现为一种加荷——卸荷产生的岩体力学效应，改变着岩体内的应力状态，这是不可忽视的因素之一。如表 1.5.12 所示，一般来说，温度变化 1℃岩体内可产生 0.4—0.5MPa 的地应力变化。就地表温度来说，年温度变化可引起 20—30MPa 的地应力变化，这是十分可观的。显然，在研究岩体力学作用时必须对岩体内地温状况有所了解。

表 1.5.12　岩石的变形参数及热应力效应

岩石类型	线膨胀系数 (β) 1/度×10^{-5}	弹性模量 E 10^4MPa	热应力系数 (βE) MPa/度	岩石类型	线膨胀系数 (β) 1/度×10^{-5}	弹性模量 (E) 10^4MPa	热应力系数 (βE) MPa/度
辉长岩	0.5—1	9—6	4—5	石英岩	1—2	4—2	4
辉绿岩	1—2	4—3	4—5	页　岩	0.9—1.5	4	4—6
粗粒花岗岩	0.6—6	8—1	4—6	石灰岩	0.6—3	4	2—10
细粒花岗岩	1	4	4	白云岩	1—2	4.2	4
片麻岩	0.8—3	6—3	4—9				

地热特征一般用地温及热流特征来表示。地温一般用地温绝对值及地温梯度或地温梯级描述，地温梯度 G 与地温梯级 b 呈倒数关系，即

$$b=\frac{1}{G} \tag{1.99}$$

如图 1.5.41 所示，地温随深度变化可分为两个带，即①变温带；②恒温带。地表及地下浅层地温状态主要受太阳辐射控制，具有日、年、世纪的周期变化。日变化影响深度仅 1—2m，再往下影响很小；年变化深度可达 20—40m，往下也变化甚微；世纪温度变化影响梯度可达 80—100m，往下也是变化甚微。地表及浅层的受太阳辐射影响的温度变化称为变温带。变温带下面则为恒温带。图 1.5.35 所示的资料表明，该地区的变温带和恒温带分界面的中性面深度大约 25m，温度为 18.9℃。

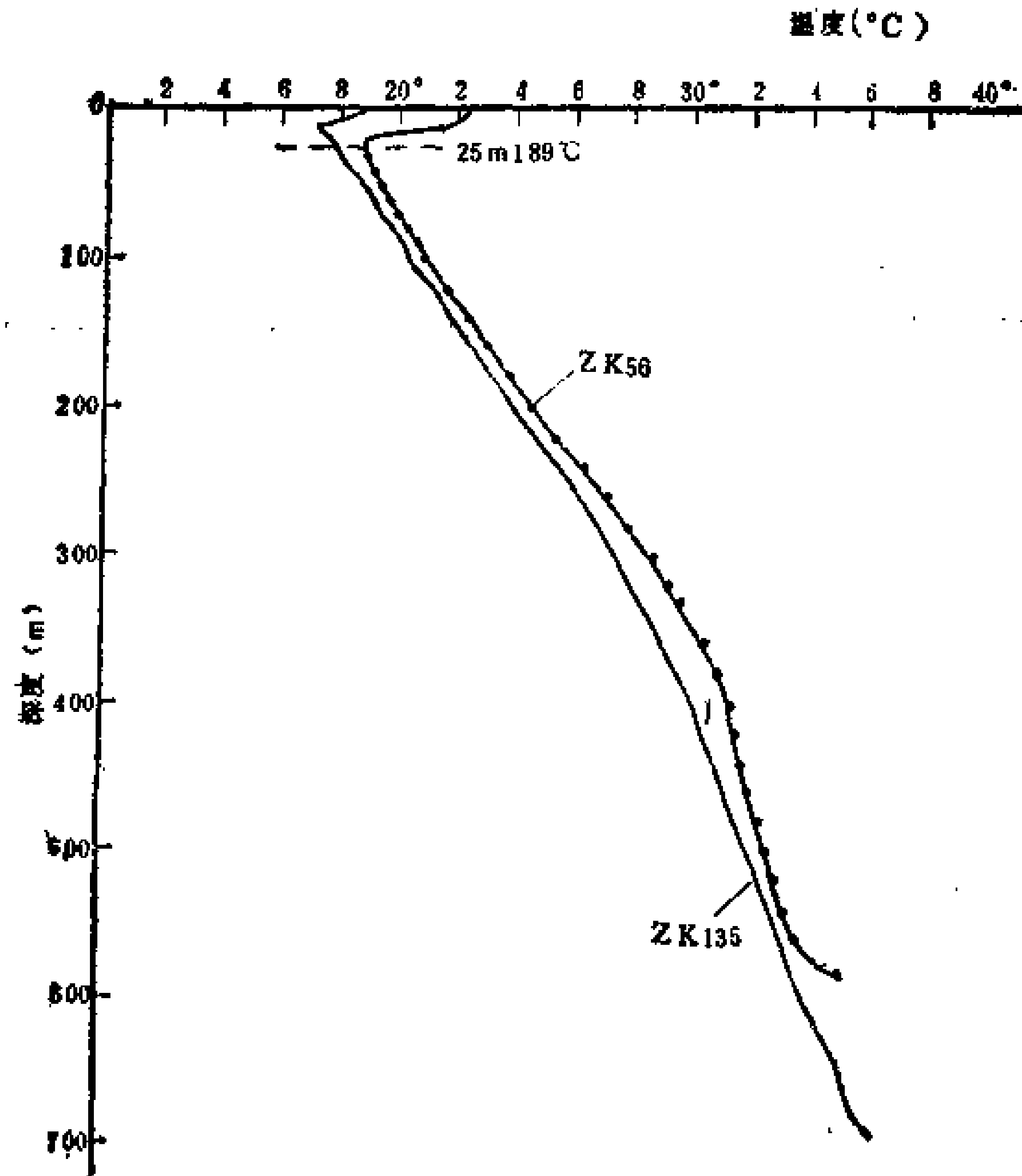


图 1.5.41 安徽省罗河矿区地温实测曲线[1]

表 1.5.13 罗河地区地温梯度与岩性关系

岩　　性	凝灰角砾岩	粗安岩	石英岩	矿　床
热导率 $\times10^{-3}$J/cm·s·℃	18.2	18.8	41.5	≈42
地温梯度 ℃/km	45—50	35—40	17—20	17—20

恒温带指的是在其内地温不受太阳辐射的影响，并不是说这一带地温为常数。这一带的温度主要受两个因素影响，即①岩性；②地质构造作用。岩性的影响主要反映在岩石导热率上。表 1.5.13 为中国科学院地质研究所地热组[2]在安徽罗河矿区的实测资料。资料表明，地温梯度与热导率成反比。这种现象对同一个地区，尤其是同一个钻孔是正确的。因为，地温梯度 G 与热导率 K 的乘积为热流密度 Q，即

$$Q = KG \tag{1.100}$$

热流密度对于一个地区来说为常数，对上述的罗河地区来说，ZK56 钻孔为 7.9×10^{-6}J/cm²·s，而 ZK135 钻孔为 7.6×10^{-6}J/cm²·s，数值比较接近。

1）汪辑安提供的资料。
2）汪辑安提供的资料。

不同地区的热流密度不同，这与区域构造活动特征有密切关系。地区构造活动性越大，热流密度越高，如古老地台区热流密度一般为 4.6—5.5 × 10^{-6}J/cm^2 · s，而年轻构造活动带热流密度可高达 8.4—10.5 × 10^{-6}J/cm^2 · s。这是地温梯度与区域构造活动特征有关的原因之一，而另一个原因是岩石的热导率。因为组成古老结晶基底的岩石热导率比年轻构造区褶皱带岩石的高。因此，在一些年轻构造活动区中地温梯度常为 30—50℃/km，而在一些现代活火山地区高达 200℃/km；在地台处大多为 15—30℃/km 以下。当然有许多例外，特别是活动断层附近通常地热异常高。在这种地区进行岩体力学研究时，应特别注意地温这个因素。

第二部分　岩体结构的力学效应
——岩体力学的基本规律

在前言和绪论中著者都明确地指出过，岩体与其它物体的主要区别在于其结构的特殊性，"岩体结构控制论"是岩体力学的基础理论，岩体结构的力学效应是岩体力学理论的核心内容。

岩体结构的力学效应由三部分组成：

(1) 岩体变形的结构效应；

(2) 岩体破坏的结构效应；

(3) 岩体力学性质的结构效应。

应当注意，岩体变形、破坏及力学性质不仅控制于岩体结构，而且与岩石性质及赋存环境因素特点密切有关。在这里著者强调了岩体结构对岩体变形、岩体破坏及岩体力学性质的控制作用，同时也对岩石性质及环境因素的力学效应给予了足够的注意。故在这一部分的主标题下面设了一个副标题——岩体力学的基本规律。实际上，这一部分是岩体力学的力学基础，是岩体力学的核心内容。这一部分共由三部分组成：

(1) 岩体变形的基本规律；

(2) 岩体破坏的基本规律；

(3) 岩体力学性质的基本规律。

应当注意，在第三部分内也讨论与这三部分有关的内容，但它们之间是有区别的。这里讨论的是岩体力学的基本规律或基本理论，第三部分内讨论的是在地质工程力学分析中的应用。因此，这一部分主要是从概念上、理论上探讨岩体变形、破坏及力学性质的基本规律，在岩体力学分析部分则从应用上、分析方法上研究工程岩体变形、破坏及岩体工程稳定性评价的原理和方法。在这一部分内著者主要从岩体结构控制论的观点对岩体力学规律展开讨论，所用的材料主要是著者组织的研究工作中取得的。目前岩体力学研究成果多如浩海，非常丰富。一方面，由于著者对一些资料取得的条件不够了解；另一方面，由于本稿篇幅所限，因此不能多加引用，只得从简。

一、岩体变形的基本规律
——岩体变形的结构效应

(一) 概　　说

科学技术工作者对材料性能的研究大体上可分为四个阶段。最早人们直观地首先看到的材料破坏、材料性能研究的重点是放在强度研究上，这是第一阶段。随着工程规模稍

大一些，人们逐渐认识到既使材料不破坏，而变形过大时也妨碍着工程运转，材料性能研究中对强度和变形开始并重，这是第二阶段。在工程实践中人们更注意到按强度和变形要求设计的工程在受力条件不超过设计条件时也发生破坏。经过长期的探索，发现了结构稳定性问题，从而把应用力学研究提高到又一个新的阶段，即结构稳定性研究阶段。这里仍包括强度(临界荷载)及变形问题，随此变形问题研究进入了第三阶段，即结构变形研究阶段。近年来由于在极端条件下进行工程运转的要求越来越多，因此人们注意到变形时间效应十分显著。在地质学中早就注意到，对这一现象进行科学的研究是很少的。近半个世纪来它成为标志材料变形研究发展阶段的一个新课题，即流动变形研究，这是变形研究的第四阶段。岩体力学研究同样如此。在早期阶段主要注意破坏问题，接着注意到弹性及塑性变形问题的研究。在相邻学科推动下，岩体力学研究出现了跨阶段现象。在工程规模迅猛增大的今天，流动变形和结构稳定性研究同时提到了研究日程上来，这种加速主要是在工程建筑中出现大量失败的事例启发和推动下而产生的。在我国工程建设中也不乏其例。如梅山水坝的坝体开裂和泉水水坝的坝体裂缝，实际上是对坝基岩体变形认识不够造成的。如图 2.1.1 所示，实际常见的岩体变形曲线形状是多种多样的。如有的向上弯(图 2.1.1a)，有的为直线(图 2.1.1b)，有的曲线在应力坐标轴上有截距(图 2.1.1c)等。在具体研究岩体变形时，必须认真解决好岩体变形本构规律，正确确定特征参数，才能有效处理岩体力学分析问题。以图 2.1.1a 为例，实线为常见的岩体变形曲线形状。这条变形曲线由两部分组成，ab 段为岩石变形成分，其变形量为 $a'b'$；oa 段主要由结构面闭合成分贡献，其变形量 oa'。岩体力学工作者早已认识到这一实质，但描述其变形法则时仍用简单的虎克法则，

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E}$$

即其变形与应力关系呈一次线性关系，用杨氏模量表示。很多情况下，虎克法则不符合岩体变形为曲线的实际。为了采用虎克法则表征岩体变形本构规律，就出现了杨氏模量取值问题。为了满足虎克法则线性条件要求，有人提出了切线模量 E_t，有人提出割线模量 E_c，还有人提出初始模量 E_i 等描述岩体变形曲线。取值人和用值人常常不是一个人；取值者常常是有条件的，而使用的人则常常忽略取值条件，结果常使变形分析结果失真。如以图 2.1.1a 所示的应力-应变曲线分析工程岩体变形为例，如果工作地应力水平为 σ_c，则用切线模量 E_t 计算变形时，得到的应变量是 ε_{cd}；如用割线模量 E_c 计算变形时，得到的应

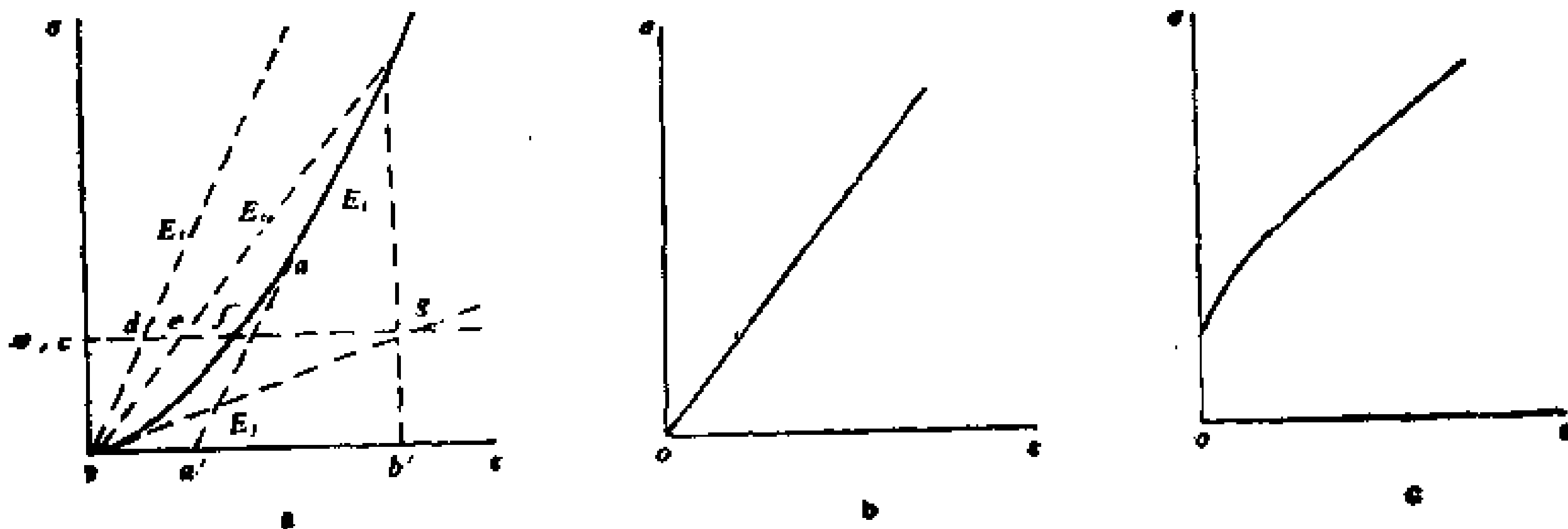


图 2.1.1 岩体变形特征示例

变量为 ε_{ct}；如果用初始模量 E_i 计算变形时，得到的应变量为 ε_{cg}；而实际的应变量为 ε_{cl}。结果不是大就是小。梅山大坝开裂和泉水拱坝裂缝出现的问题就在于用岩块变形试验取得的切线模量 E_t 进行变形计算，而实际岩体包括大量的结构面变形成分 $\varepsilon_{oa'}$，在坝基变形计算中没有考虑。结果在水库蓄水时由于坝肩部分结构面变形成分很大，河床部分结构面闭合变形部分较少，造成坝基变形不均匀，导致坝体开裂和发生裂缝。广州泉水拱坝亦是如此。

上面介绍的实际上是材料变形型岩体变形实例。我们还看到另一种情况。如金川露天矿 I 区边坡变形。该边坡从 1970 年发生变形开始到 1981 年止，边坡眉峰向采场内移了 17m，垂直方向下降了 7m，这种大变形用材料力学的方法是无法计算的。因为这种大变形系由 F_1 断层破碎带挤出带动下伏的板裂结构大理岩以倾倒方式进行弯曲变形方式形成的，这种大变形主要为结构变形。又如地下工程建筑中常常发生观测的收敛变形几十倍地大于计算的变形，这不是由于杨氏模量取值不当和变形本构方程不符合实际造成的。下面我们会谈到，这是由于洞壁岩体在切向力作用下板裂化，板裂介质岩体产生结构变形造成的。上面实例分析结果一方面表明，岩体变形研究的重要意义；另一方面也表明，岩体变形不能简单地用材料力学的方法进行研究。前面我们曾谈到过，岩体是经受过变形，遭受过破坏的地质体。这就决定了它的变形法则是复杂的，变形机制是多种的。为了正确地认识岩体变形，必须对岩体变形的基本规律，首先是对岩体变形结构单元本构规律进行研究；然后对地质工程岩体结构及受力特点分析，运用岩体本构规律进行岩体变形分析。而这一部分主要研究岩体变形本构规律。

（二）基本概念和几个定义

1. 岩体变形

是岩体在受力条件改变时，产生体积变化、形状改变及结构体间位置移动的总和。前一部分是材料变形，后一部分是结构变形。形状改变有时属于材料变形，有时属于结构变形。这一概念可以用下面框图表示：

$$\text{岩体变形}\,(u)\left\{\begin{array}{l}\left.\begin{array}{l}\text{体积变化}\\ \text{形状改变}\end{array}\right\}\text{材料变形}\ (u_m)\\ \left.\begin{array}{l}\text{形状改变}\\ \text{位置移动}\end{array}\right\}\text{结构变形}\ (u_s)\end{array}\right.$$

体积变形系指在应力变化条件下岩体体积胀缩变化，它系由结构体胀缩和结构面闭合和张开变形贡献。形状改变有四种型式：① 材料剪切变形；② 坚硬结构面错动；③ 在剪切力作用下结构体转动；④ 板状结构体弯曲变形。位置移动有的是软弱结构面滑动，有的是坚硬结构面错动贡献的。这些变形机制所形成的变形，总的来说，可分两大类变形类型，即 ① 材料变形型（u_m）；② 结构变形型（u_s）。因此，岩体变形 u 可以用下列方程表征：

$$u = u_m + u_s \tag{2.1.1}$$

其中

$$u_m = u_b + u_{jn} \tag{2.1.2}$$

式中 u_b 为岩块受力条件改变时产生的体积变形和形状改变量；u_{jn} 为岩体受力条件改变时结构面闭合或张开变形量。

结构变形 u_s 包括板状结构体横向弯曲变形和轴向缩短变形量 u_{sb}，还包括软弱夹层挤出 u_c，结构体间位置移动 u_{si} 及转动引起的变形 u_t，即

$$u_s = u_{sb} + u_c + u_{si} + u_t \tag{2.1.3}$$

综合起来可得到：

$$u = u_b + u_{in} + u_{sb} + u_c + u_{si} + u_t \tag{2.1.4}$$

式 (2.1.4) 表明，岩体变形是复杂的，它不是简单的材料变形，还包括复杂的结构变形。大量地质工程变形测量结果也证明了这一点。如某地下工程根据估算，洞壁收敛变形最大值为 2cm，而洞壁变形收敛观测结果达近 30cm。而洞体并未破坏，只是洞壁围岩内产生了大量板裂裂缝，这种事例并不乏见。

2. 变 形 机 制

变形的力学过程定义为变形机制。如岩块压缩变形的机制是岩块在全围压作用下体积缩小，岩块形状改变，沿结构面滑动和结构体滚动是在剪应力作用下产生的；板裂结构体横向弯曲和纵向缩短是梁和柱的结构变形的力学作用等。式 (2.1.4) 表明，岩体变形可以同时包含几种变形机制，也可以是一种。如果把岩体变形仅看作是一或两种机制是不实际的。因此研究岩体变形不能简单地仅视为计算工作，而首先是要进行变形机制分析，建立能够反映实际的力学模型，相应的计算结果才会有效。如块裂结构岩体受力条件变化时产生的最主要的变形为沿结构面滑动，岩块变形成分很少；而完整结构岩体的变形主要为材料变形，它包含有岩石材料变形及微裂隙闭合和少量的错动变形；板裂结构岩体主要为结构变形，包括板柱横向弯曲及纵向缩短；碎裂结构岩体变形更为复杂，几乎所有的机制成分都有。变形计算时必须对各种变形机制的效应作出正确判断，否则计算结果是无效的。显然，岩体变形与岩体结构密切有关，这种关系表现在变形机制上。其实体著者建议用变形机制单元表征。各种结构岩体的变形结构成分和机制，示于表 2.1.1。

不言而喻，材料变形属于小变形，它不仅是变形量小，而且在变形过程中应力分布和方向一般来讲是不变或变化很小。结构变形实际上是大变形。大变形不仅是指变形量大，而且在变形过程中应力分布和方向也在不断改变。

表 2.1.1　各种结构岩体变形成分

岩体结构	单元类型	变形机制成分	完整结构岩体	碎裂结构岩体	板裂结构岩体	块裂结构岩体	变形类型
结构体	块状结构体	压缩变形	++	++	+	+	材料变形型
		剪切变形	++	++	+	+	材料变形型
		滚动变形		++			结构变形型
	板状结构体	轴向缩短		++	++		结构变形型
		横向弯曲		++	++		结构变形型
		悬臂弯曲		+	++		结构变形型
结构面	坚硬结构面	闭合变形	+	++	+	+	材料变形型
		错动变形	+	++	+	+	材料变形型
	软弱结构面	挤出变形			+	++	结构变形型
		滑动变形			++	++	结构变形型

3. 本构关系或本构方程

系指材料变形与温度、压力关系，或称为基本关系。对岩体来说，其变形除受温度、压力影响外，更重要的是受岩体结构控制，不同结构岩体的变形机制不同，变形规律也不同。因此，岩体变形的基本规律可以称谓本构规律或本构关系，可以用下列关系表达：

$$岩体变形 = F\,(岩石、岩体结构、压力、温度、时间)$$

这种关系的数学表达式称为本构方程。这个方程式的前两项为岩体的实体，后二者为岩体赋存环境，最后一项表征变形过程。在作地质工程岩体变形分析时，必须认真地分析岩体变形机制，抽象出变形机制单元，按各变形机制单元的本构规律及地质工程作用特点分析地质工程不同部位变形。如图 2.1.2 所示高边墙地下洞室变形由材料变形 u_m 及板裂化结构体单元的结构变形 u_s 组成。其中材料变形由结构体材料变形及结构面回弹变形组成，而板裂结构变形则由板裂结构体在材料回弹变形压力作用下产生的轴向缩短强迫下产生的横向弯曲变形组成。要对此地下工程变形作出实际分析，必须先给出各变形机制单元的本构规律，这是岩体力学分析中变形分析的首要工作。

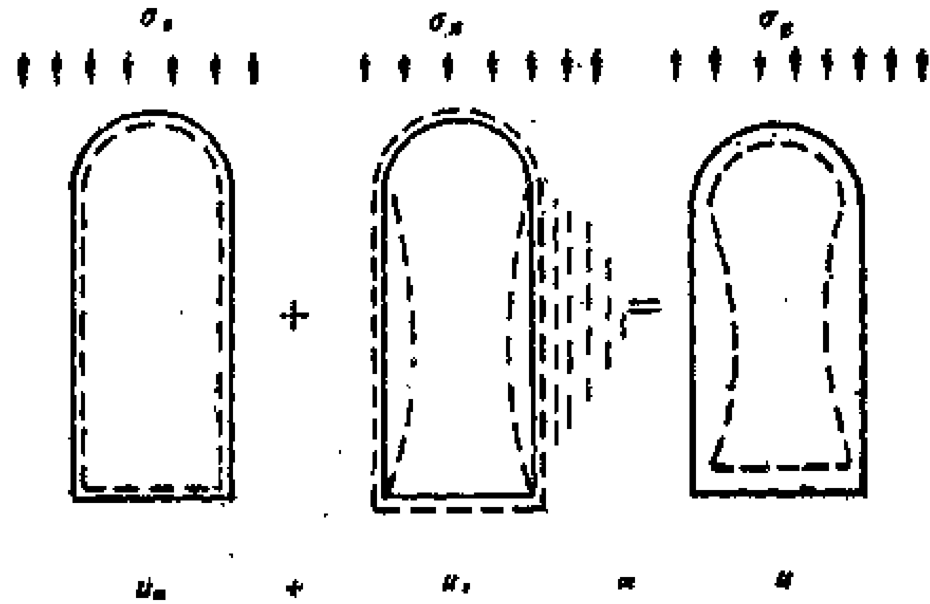
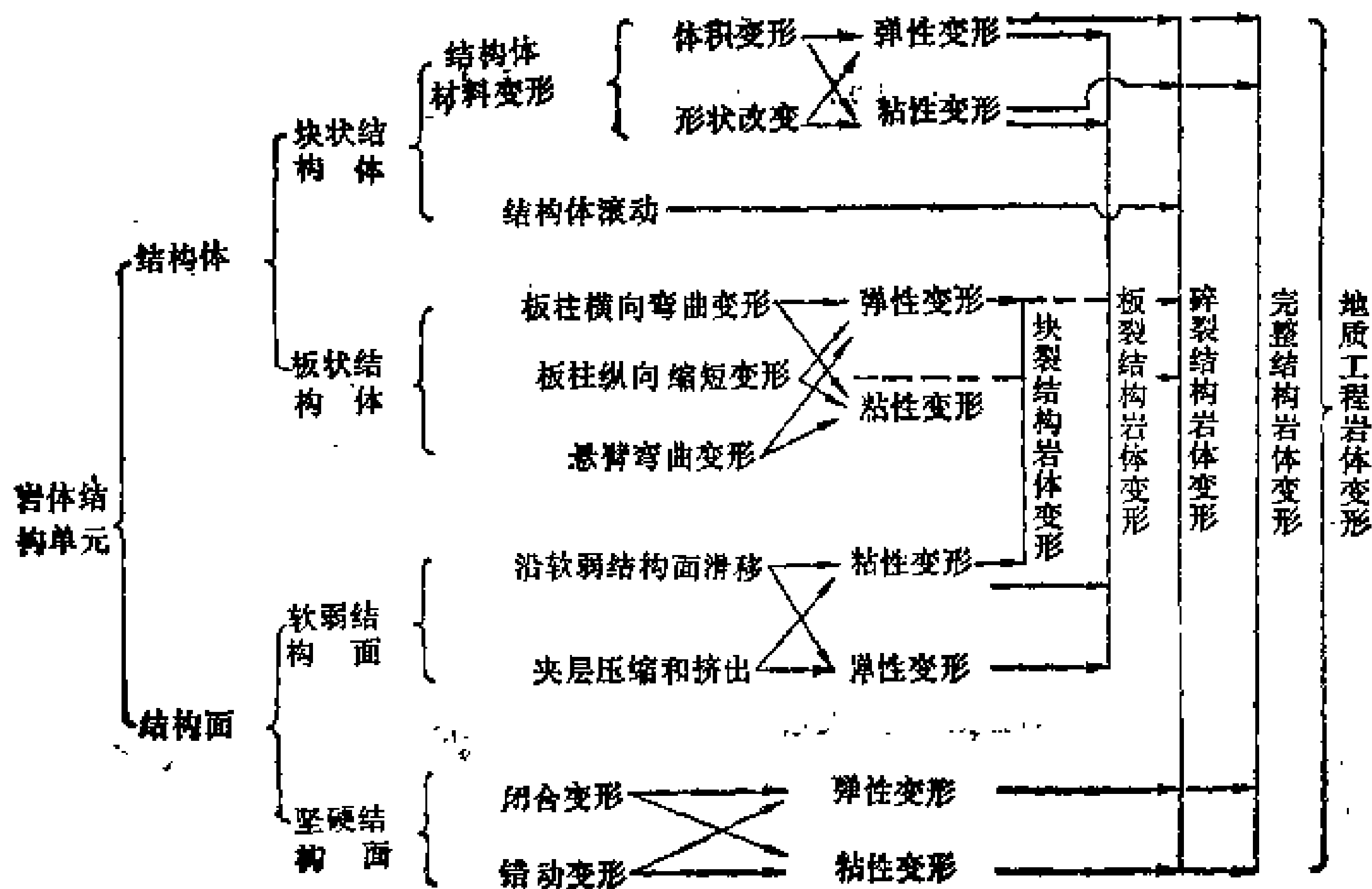


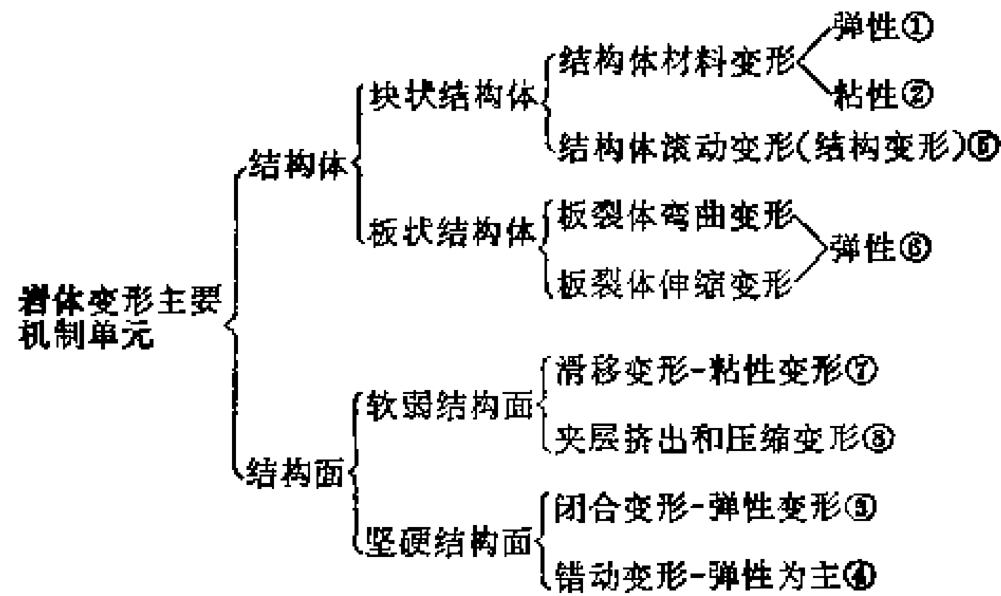
图 2.1.2 高边墙地下洞室变形机制

4. 岩体变形的地质成分——变形机制单元

它是与岩体结构单元相对应的，它和岩体结构与岩体力学介质和岩体力学模型一样，有的是有条件的合并，还有的是因受力状态不同、力学机制不同而衍生。岩体变形机制单元与岩体结构关系可以用下面框图表达：



这张框图表明，可以抽象为 17 种变形机制单元。考虑到不同变形机制对岩体变形的实际贡献，有的以弹性变形为主，有的以粘性变形为主。在实际应用中可以简化为 8 种，简化后的变形机制单元示于下面框图中：



框图中结果表明，这 8 种变形机制单元可分为两种类型，即

1）材料变形型：① 结构体弹性变形机制单元
② 结构体粘性变形机制单元
③ 结构面闭合变形机制单元
④ 结构面错动变形机制单元

2）结构变形型：⑤ 结构体滚动变形机制单元
⑥ 板裂体结构变形机制单元
⑦ 结构面滑动变形机制单元
⑧ 软弱夹层压缩和挤出变形单元

下面我们分材料变形型岩体变形及结构变形型岩体变形两大类岩体变形分别讨论其本构规律。

（三）岩体材料变形机制

1. 固体材料变形一般特征

在载荷作用下固体产生的变形是多种多样的。其基本成分有两种：①体积变形；②形状变形。体积变形系球应力作用结果，形状变形乃由偏应力引起的。其数学关系式为：

$$\theta = f(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) = f(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) \tag{2.1.5}$$

$$\gamma = f(\tau) \tag{2.1.6}$$

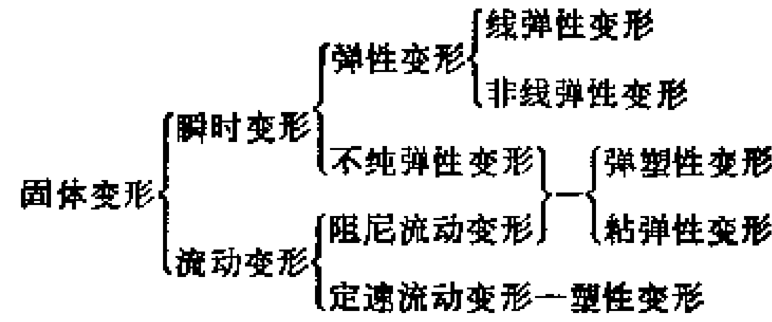
在载荷作用下，固体产生变形过程，变形和速度的大小，主要决定于三组因素：

（1）固体成分及结构；

（2）赋存环境的温度、压力条件；

（3）作用载荷的大小、速度及历史(过程和历时)。

在这三组因素作用下，固体经历着复杂的变形物理过程，产生了如下所示由一些典型变形机制类型的组合变形。



固体变形的物理过程系加载过程中变形物理机制反映，也就是变形动态与载荷动态及其历时过程之间的关系。

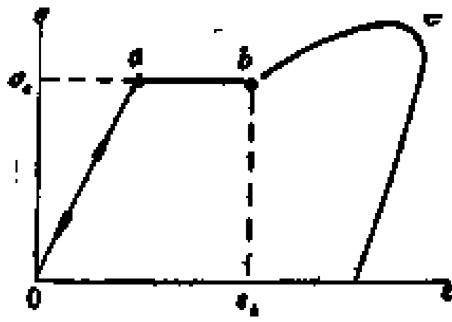


图 2.1.3　固体材料变形机制图式(一)

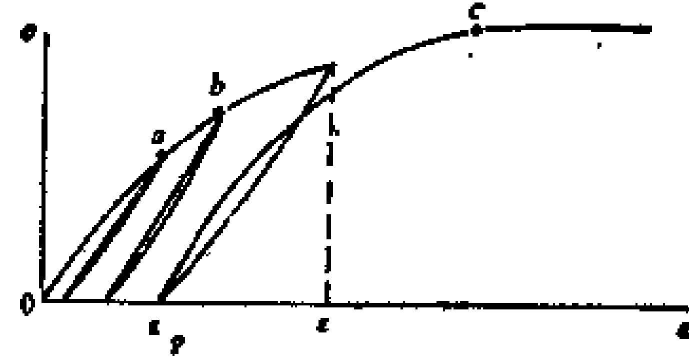


图 2.1.4　固体变形物理机制图式(二)

图 2.1.3 及 2.1.4 为变形动态与载荷动态之间的关系图式。图 2.1.3 为普通钢的应力-应变过程曲线。当压力小于 σ_s 时变形是完全可逆的，具弹性特征。当压力大于 σ_s 时，变形突然增加，即出现明显的流动变形，则 a 点通常称为屈服点或弹性极限。当变形发展至 ε_b 时即不再继续发展，当压力继续增加时则变形继续发展。显然，材料强度增高了，这种现象称为材料的强化，b 点称为屈服极限；ab 称为屈服变形阶段。图 2.1.4 为紫铜等材料应力-应变过程特征曲线。其特点是在不大的应力条件下便出现塑性，屈服点很不明显；随着应力增加，塑性变形成分逐渐增大，当应力增大至一定值时，便出现塑性流动。这是最常见的两种固体变形特征曲线。第一种(图 2.1.3)因为弹性部分极明显，故称为弹性介质，其中应力-应变关系可用下式表示：

$$\sigma = E\varepsilon \tag{2.1.7}$$

式中 E 为弹性模量。在复杂应力作用下，均质材料的体积变形为：

$$\theta = \frac{1-2\mu}{E}(\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3) \tag{2.1.8}$$

式中 μ 为泊松比。第二种(图 2.1.4)因为弹性变形部分很少，在应力作用下发生的变形主要为塑性变形，故称为塑性介质。其应力-应变关系可用下式表达，即

$$\varepsilon = \phi\sigma^n \tag{2.1.9}$$

式中 ϕ 为变形系数，它等于变形模量 E_0 的倒数即

$$\phi = \frac{1}{E_0} \tag{2.1.10}$$

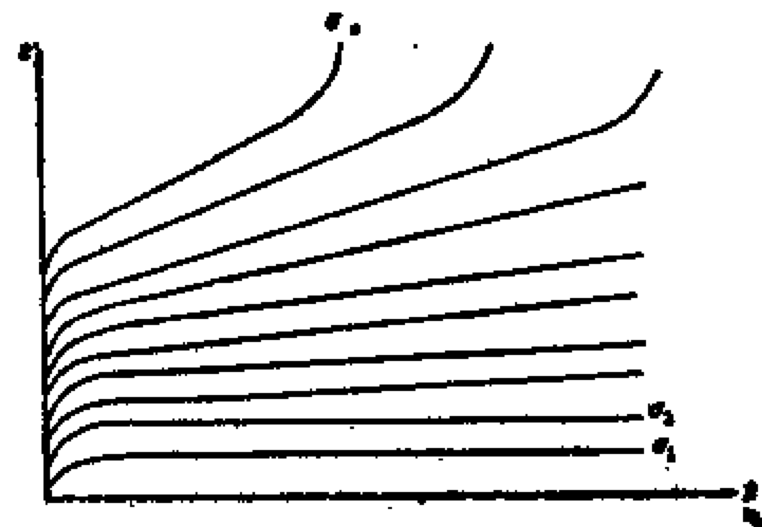


图 2.1.5　在一定载荷作用下变形-时间过程曲线

图 2.1.5 为在一定载荷作用下变形发展过程曲线。一般来说，在一定载荷作用下变形发展过程除弹性变形外还有两种类型，即阻尼变

形及流动变形。阻尼变形特征是固体受力后其变形速度逐渐减小。如图 2.1.5 曲线 σ_1 及 σ_2 所示，变形很快趋于稳定。这类变形有一部分是可逆的，如粘弹性变形；有的为不可逆的塑性变形。

当应力再增大时，便出现按一定速度发生连续变形现象。这类变形就是一般所说的流变现象，确切些说，应叫定速流动变形。即

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon}$$

或

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \tag{2.1.11}$$

式中 η 为粘滞系数。如作用力不变，无新的环境阻力，则定速流变经过较长一段时间后将发展为加速流变，最后导致材料破坏。上述现象表明，一般流变过程可分为三个阶段，即

(1) 阻尼变形阶段，弹塑性或粘弹性材料只有这一阶段；

(2) 定速流变阶段，此阶段流变速度随作用应力而变，即

$$\sigma = \eta \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \eta \dot{\varepsilon}$$

或

$$\tau = \eta \frac{\partial \gamma}{\partial t} = \eta \dot{\gamma} \tag{2.1.12}$$

(3) 加速流变阶段。同时，还可看出，当加载历时一定时，如图 2.1.6 所示，流变速度与作用应力 σ 大小密切有关。当载荷较小时，不产生定速流动变形；当载荷较大，并到一定值后，则产生定速流动变形，这时流变速度与载荷呈比例变化，即

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{\eta}(\sigma - \sigma_0) \tag{2.1.13}$$

如载荷继续增大，则流变速度迅速增加，即

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{\eta}(\sigma - \sigma_0)^n \tag{2.1.14}$$

如此，在变形速度与载荷关系曲线上出现两个转折点，第一个称为低屈服极限，即起始流变点，也有的把这点叫屈服点，还有的把这点应力称为长期强度，这是一个十分重要的转折点；第二个称为高屈服极限，这一点对于较软弱材料比较明显，对较坚硬材料不太明显。

应当注意，图 2.1.5 及 2.1.6 上表现的低屈服极限与图 2.1.4 所表现的屈服点是不同的。在阐述图 2.1.4 特征时，曾把弹性极限与屈服点等同看待。这是目前多数人习用的。图 2.1.5 表明，由弹性到起始流变还有一段应力间隔。如图 2.1.7 所示，a 点可定义为弹性极限或屈服起始点，简称为屈服点，而 b 点应定义为屈服极限。

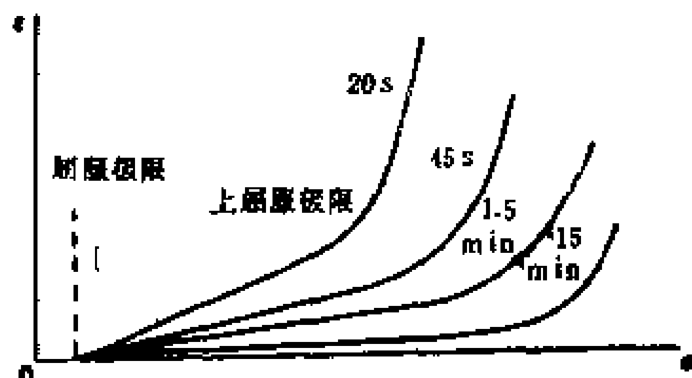


图 2.1.6 流变速度与作用载荷关系

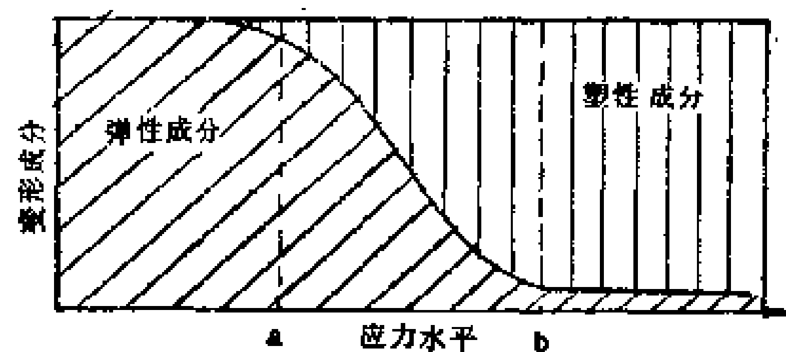


图 2.1.7 弹塑性变形过渡的物理模型

a. 弹性极限(低屈服点)； b. 屈服极限

2. 岩体材料变形机制单元的本构规律

(1) *结构体变形机制及本构规律* 结构体变形是岩体变形的基本单元之一，它的变形规律是最基本的规律。它和所有事物一样，最基本的规律是通过实验来揭示的。这是认识客观事物的基本途径，而不能以想当然代替实验。认识结构体变形规律也是一样。地质体变形的很大一个特点是时间效应。为了认识结构体变形规律，我们先来看一组岩块变形过程试验结果。如图 2.1.8 中曲线所示，岩块材料变形由四个阶段构成。$\overline{oa}$ 为瞬时变形；$\overline{ab}$ 为阻尼流动变形；$\overline{bc}$ 为常速流动变形；$\overline{cd}$ 为加速变形，即破坏阶段。

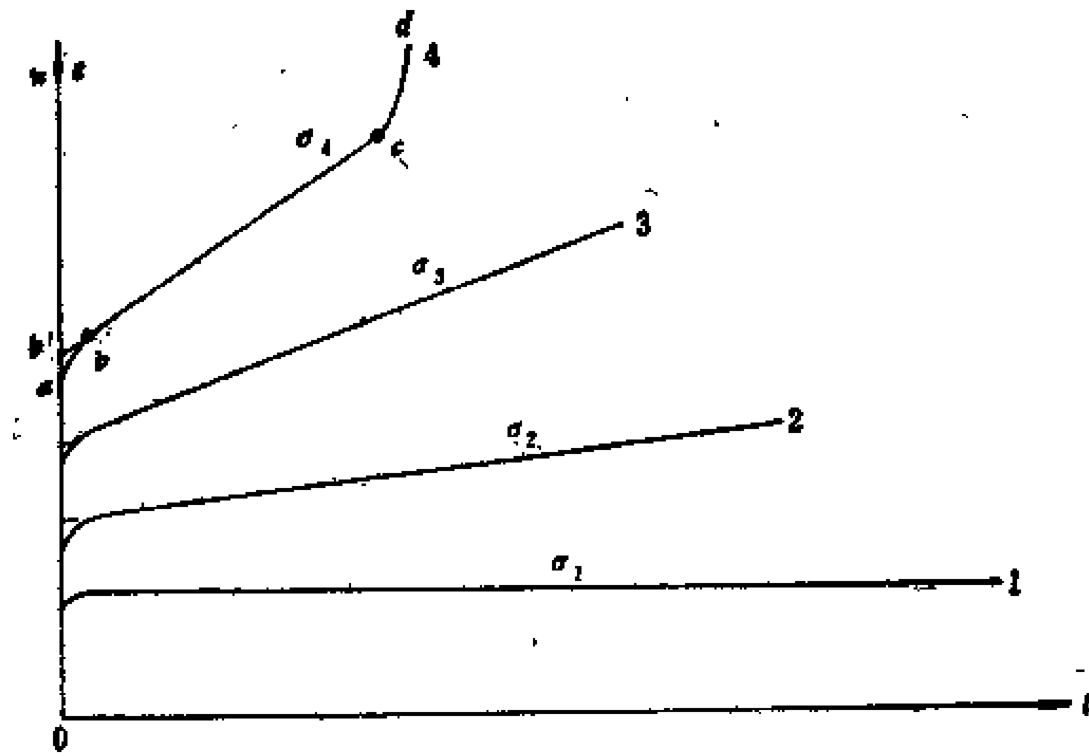


图 2.1.8 岩石变形过程曲线

1) 瞬时变形——弹性变形为主 图 2.1.8 资料表明，瞬时变形随应力水平增高而增大。由图 2.1.8 可以作出瞬时变形或应力-应变关系曲线示于图 2.1.9。图 2.1.9曲线亦可由快速加载直接求得。但在卸载时常留有如图 2.1.10 所示的残余变形。 值得注意的是，当在载荷低于 σ_1 (即 $\dot{u}=0$) 水平下加载时，不论应力速率为多大， 都呈图 2.1.9 的过程变化，即卸载时不存在残余变形。这一过程可以用图 2.1.11 表示得更清楚，即加载产生变形，卸载变形便恢复，载荷不变时，变形亦不变。这种变形过程称为弹性变形。大量试验资料表明，固体材料的弹性变形时的应力-应变曲线清楚地成线性相关，这就是虎克

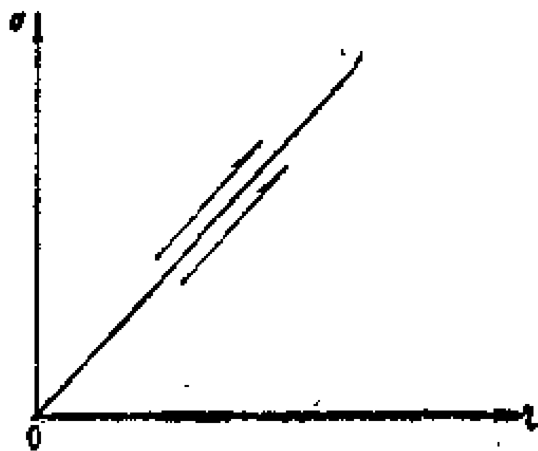


图 2.1.9 瞬时变形应力-应变曲线



图 2.1.10 含有阻尼变形的应力-应变曲线

法则

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \tag{2.1.15}$$

图 2.1.8 所示的阻尼流动变形也是在比较短的时间完成的。岩石变形参数测试时,一般也把它归到瞬时变形内。归并有阻尼流动变形的瞬时变形的应力-应变曲线也呈线性变化。它也可以用虎克法则表示,即

$$\varepsilon = \frac{1}{D}\sigma \tag{2.1.16}$$

式中 D 称为变形模量。这类曲线卸载时常不回到原点,如图 2.1.10 所示,常保留有残余变形,即塑性变形。变形模量测量中常要求加载后保持一段时间等待变形稳定。实际上,这样测得的变形包括阻尼变形,这样测得的变形参数系变形模量,而不是弹性模量。这一点往往被忽略。应当注意,目前有一种观点认为,变形参数测量时载荷保持时间愈长愈好。实际不然。目前一般测量得的岩石变形参数,实际上是变形模量。因为所测得的变形中包含有阻尼流动变形。但要注意,如果遇到软岩或在高载荷作用下岩石出现流动变形时,载荷保持时间过长,测得的岩石变形成分中包含有流动变形。这样测得的岩石变形模量是失真的。这一点在岩石材料变形模量测试时必须充分注意。在进行弹性模量测量时更要加倍注意,加载水平绝对不能超过材料流动变形起始应力界限。

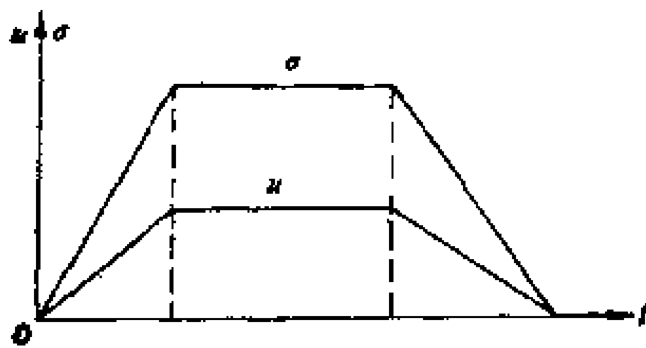


图 2.1.11　弹性变形过程曲线

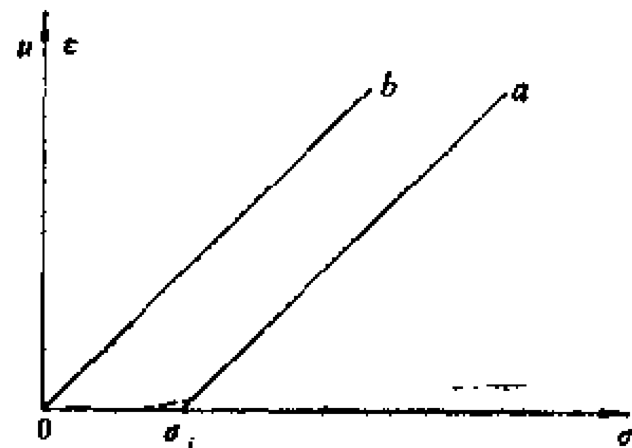


图 2.1.12　材料流动变形速率与应力关系

2) 流动变形——粘滞变形　　图 2.1.8 表明,常速流动变形速率 $\dot{u}$ 或应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 也与加载水平有关。图 2.1.12 系根据图 2.1.8 整理得的常速流动变形的应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 与应力 σ 的关系曲线。对固体材料来说,其应变速率与应力关系如图 2.1.12 曲线 a 的特征。典型的粘流体呈图 2.1.12b 的曲线特征。如此,一般固体材料的流动变形与应力关系可以用式 (2.1.17) 表征。

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma - \sigma_i}{\eta} \tag{2.1.17}$$

式中 σ_i 为流动变形起始应力;η 为材料的粘滞系数。如果 $\sigma_i = 0$,则式 (2.1.17) 变为

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{\eta} \tag{2.1.18}$$

式 (2.1.18) 为著名的牛顿方程。

从理论上讲,流动变形结果为塑性变形。实际上,流动变形内也包含有弹性变形。但其主要成分则为塑性变形(图 2.1.13)。这是因为任何固体材料都包含有弹性成分。

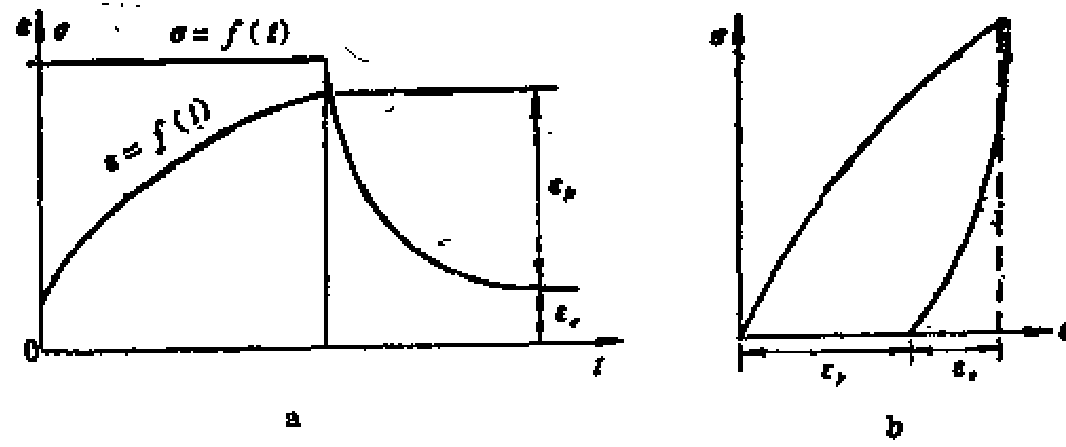


图 2.1.13 流动变形内包括有弹性成分

上述结果表明，作为材料变形，岩石也是如此，有两种基本机制或变形成分，即①瞬时变形；②流动变形。瞬时变形主要为弹性变形，其变形机制一般用弹簧符号表示；流动变形机制一般用圆筒活塞符号表示。对岩体材料或结构体变形来说，其变形机制，根据上面的考查，可以得出如下的基本规律。

	本构方程	机制符号
结构体材料弹性瞬时变形	$\varepsilon=\frac{\sigma}{E}$	（弹簧符号）
结构体材料粘性流动变形	$\dot{\varepsilon}=\frac{\sigma}{\eta}$	（圆筒活塞符号）
	或 $\dot{\varepsilon}=\frac{\sigma-\sigma_i}{\eta}$	

(2) 坚硬结构面变形机制及本构规律

1) 坚硬结构面闭合变形机制及本构规律　大量岩体变形测试结果表明，在低地应力环境取样或原位试验常得到如图 2.1.1a 所示的向上弯曲的变形曲线。岩体力学工作者一致认为变形曲线初始阶段向上弯曲部分为由裂隙闭合引起的。R. E. Goodman (1976) 曾研究过结构面闭合变形基本规律。孙广忠、林文祝 (1983) 重复了这项试验。图 2.1.14 为所取得的资料之一。这项试验是用岩芯在双面剪力仪上剪断，然后复位，进行单轴压试验做的。图 2.1.14 中曲线①为完整岩块未剪断前单轴压试验变形曲线。这条曲线表明，试验用的正长岩在试验压力水平范围内为线弹性的。图 2.1.14 中曲线②为经双面剪力仪剪断后第一次复位的变形曲线。这条曲线表明，低水平压力条件下变形较大，曲线斜率依次变陡，到高水平压力条件下变形曲线斜率变为常数，且与未剪断变形曲线平行。这说明在高水平压力条件下变形仅为岩石变形贡献，结构面已不起作用，或者说结构面已经闭合。在低水平压力条件下初期变形增量很大，随着压力增大，变形增量逐渐减小，这是结构面在压力不断增加下逐渐闭合的结果；卸载时变形又恢复回来，但留有较大的残余变形量，这是塑性变形成分。曲线③为上次试验后重复加压试验结果。在压力水平较高时，它与曲线②一样，变形曲线斜率与曲线一样，它与曲线②不同在于重复卸压时，变形可恢复至零，呈全弹性特征。以后的重复加压、卸压皆与曲线③一样。著者用花岗岩以及钢柱(图 2.1.15) 重复地做了上述试验。试验结果表明，①所得到的变形曲线结构基本一样；②岩块是弹性的，结构面闭合变形亦为弹性的；岩块具有粘性成分，结构面闭合变形亦具粘性成分。但这种粘性变形成分包括在岩石变形之内。所以坚硬结构面变形可以视为弹

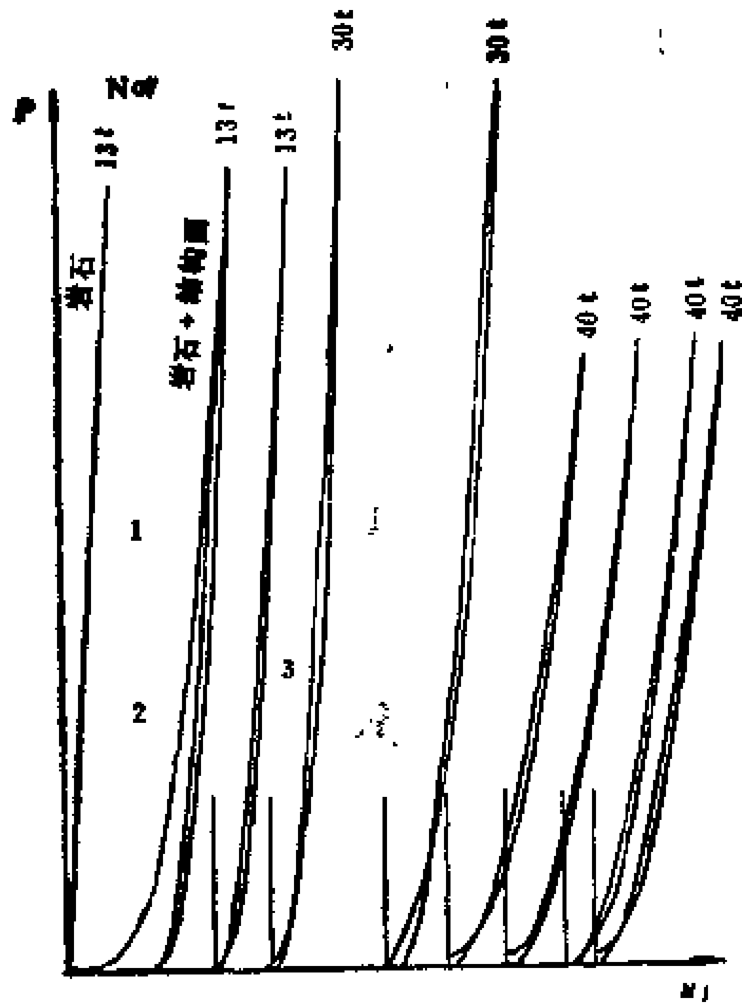


图 2.1.14　正长岩中结构面闭合变形曲线

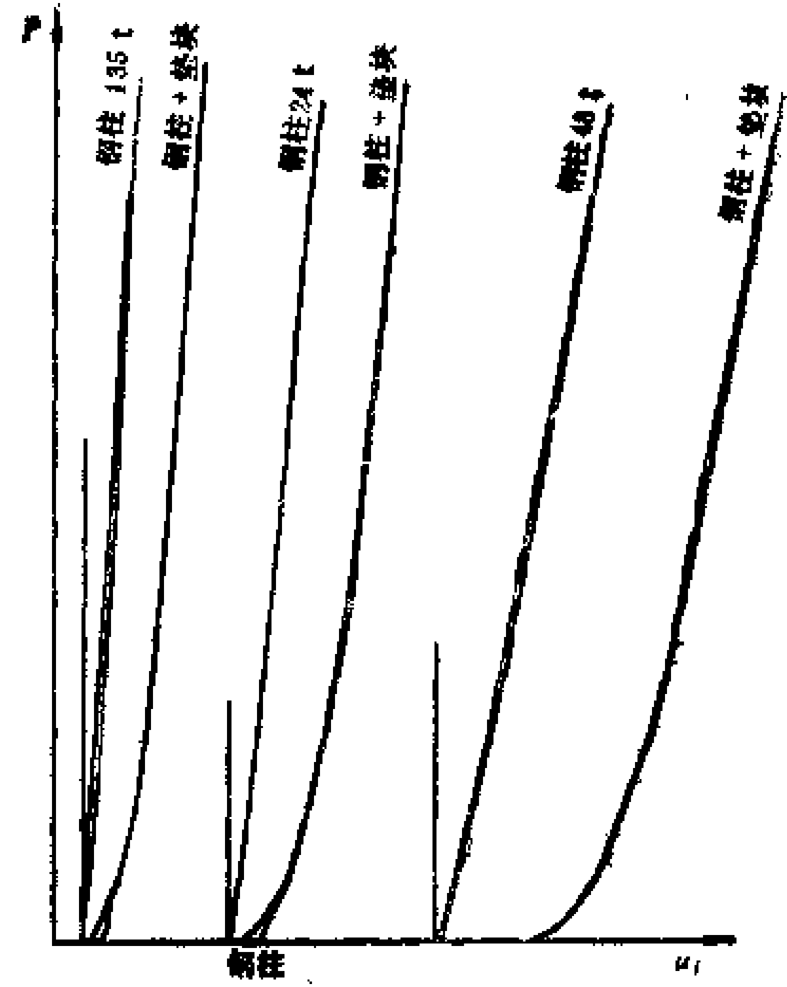


图 2.1.15　钢柱结构面闭合变形曲线

性变形。

为了研究结构面闭合变形曲线规律，著者将带有结构面试件变形扣除岩石变形成分，得到如图 2.1.16c 的纯结构面变形曲线。然后用变形曲线斜率 $\frac{\Delta u_j}{\Delta \sigma}$ 与剩余的结构面变形，即可闭合变形量 $U_{jo}-U_j$ 进行统计分析结构面闭合变形法则。表 2.1.2 为根据图 2.1.17 中第一次加压得到的结构面闭合变形曲线分析得到的资料。

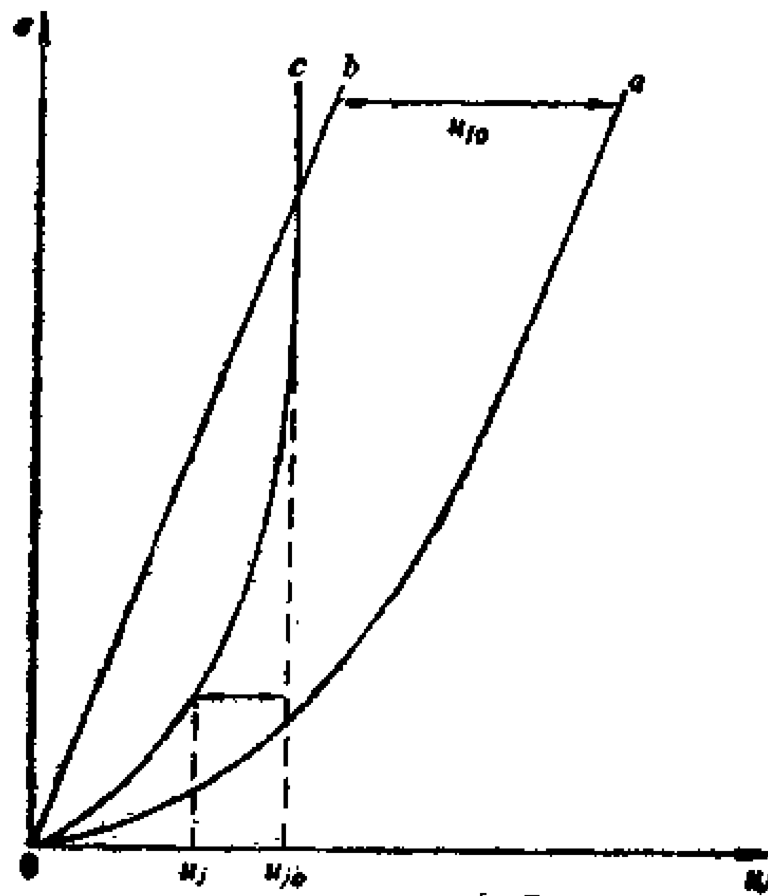


图 2.1.16　结构面变形分析

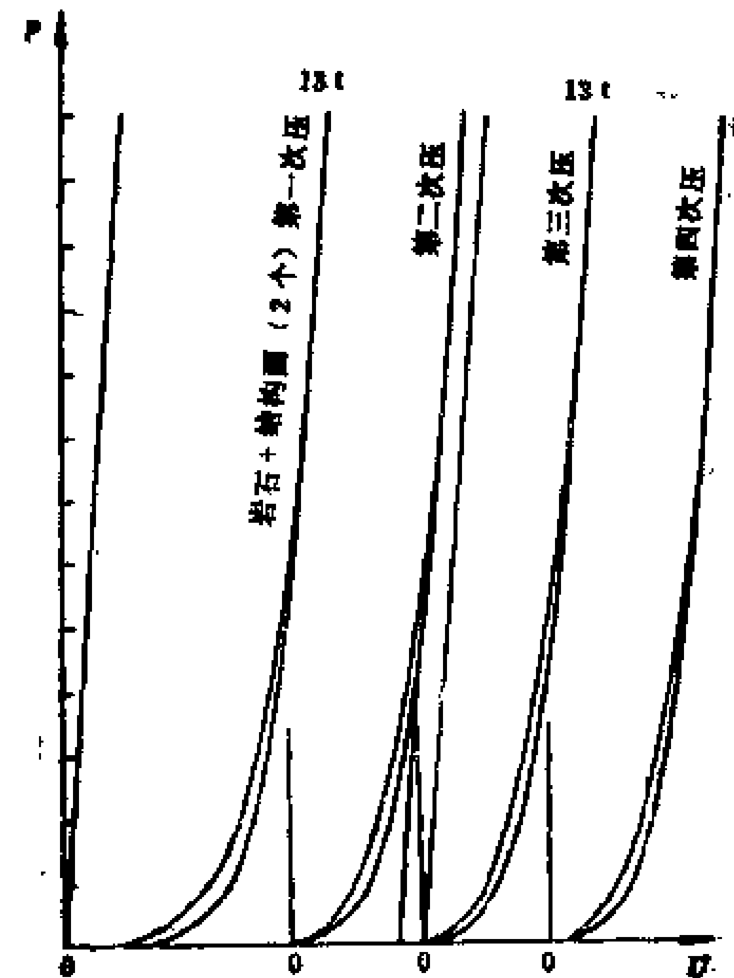


图 2.1.17　花岗岩结构面闭合变形与载荷关系曲线

表 2.1.2　花岗岩人工结构面闭合变形参数

$P(t)$	0	0.5	1.0	1.5	2	2.5	3	4	5	6	7	8	9	10	12
$u_{jo}-u_j$	100	54	40	32	27	22	20	14	10	8	5	4	3	1	0
$\frac{u_{jo}-u_j}{u_{jo}}$	1	.54	.4	.32	.27	.22	.20	.14	.10	.08	.05	.04	.03	.01	0
α°	86	40	24	18	13	10	8	6	5	4	3	2	1	0.5	0
$\frac{\partial u_j}{\partial \sigma}$	14.4	0.84	0.45	0.32	0.24	0.18	0.14	0.11	0.09	0.07	0.05	0.035	0.017	0.009	0

根据表 2.1.2 资料绘制成图 2.1.18 及图 2.1.19 变形增量 $\frac{\partial u_j}{\partial \sigma}$ 与结构面剩余闭合变形量 $U_{jo}-U_j$ 关系图。U_{jo} 为最大闭合变形量；U_j 为在闭合应力 σ 作用下结构面闭合变形量。图 2.1.18 及图 2.1.19 资料表明，在低的环境应力作用下，结构面闭合变形增量 $\frac{\partial U_j}{\partial \sigma}$ 与结构面剩余闭合变形量 $U_{jo}-U_j$ 间成半对数关系；而在较高的环境应力作用下，结构面闭合变形增量 $\frac{\partial U_j}{\partial \sigma}$ 与结构面剩余闭合变形量 $U_{jo}-U_j$ 间成一次线性关系。在前一种情况下，可以得到：

$$\ln\frac{\partial U_j}{\partial \sigma} = A + m(U_{jo} - U_j) \tag{2.1.19}$$

在后一种情况下，可以得到

$$\frac{\partial U_j}{\partial \sigma} = \frac{1}{K_j}(U_{jo} - U_j) \tag{2.1.20}$$

实际的岩体总是经受过预压，故式 (2.1.20) 可以作为表征岩体内坚硬结构面闭合变形的本构法则。当岩体处于全卸荷状态时，式 (2.1.19) 关系可以作为岩体内坚硬结构面闭合变形的本构规律。式中 K_j 为结构面当量闭合刚度。结构面变形机制有如碟式弹簧。著者用碟式弹簧表征结构面闭合变形机制，作为结构面闭合变形机制元件的符号。如图

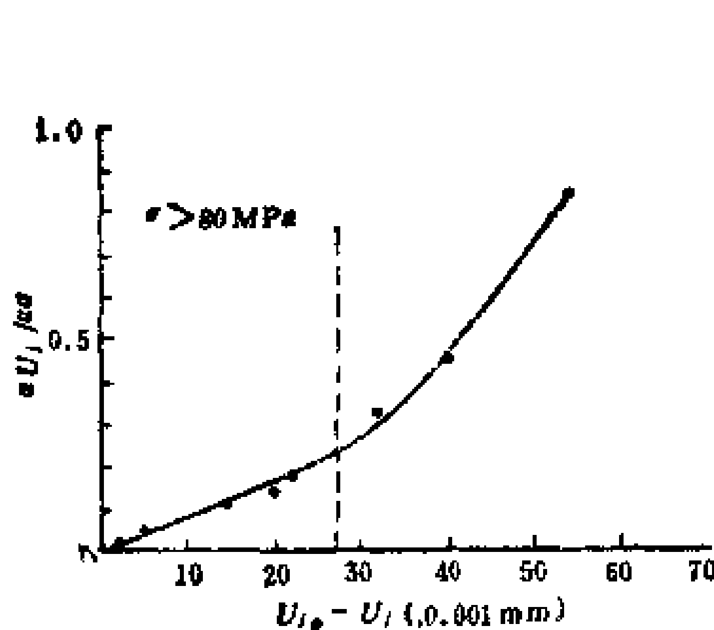


图 2.1.18　结构面闭合变形增量 $\partial U_j/\partial \sigma$ 与结构面剩余闭合变形量 U_{jo}—U_j 间关系曲线（笛卡尔坐标）

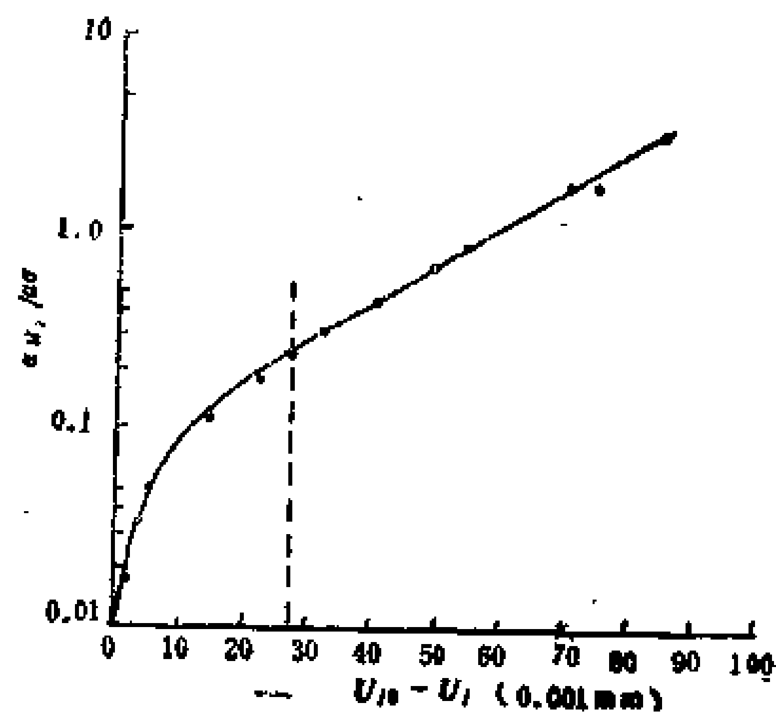


图 2.1.19　结构面闭合变形增量 $\partial U_j/\partial \sigma$ 与结构面剩余闭合变形量 U_{jo}—U_j 间关系曲线（半对数坐标）

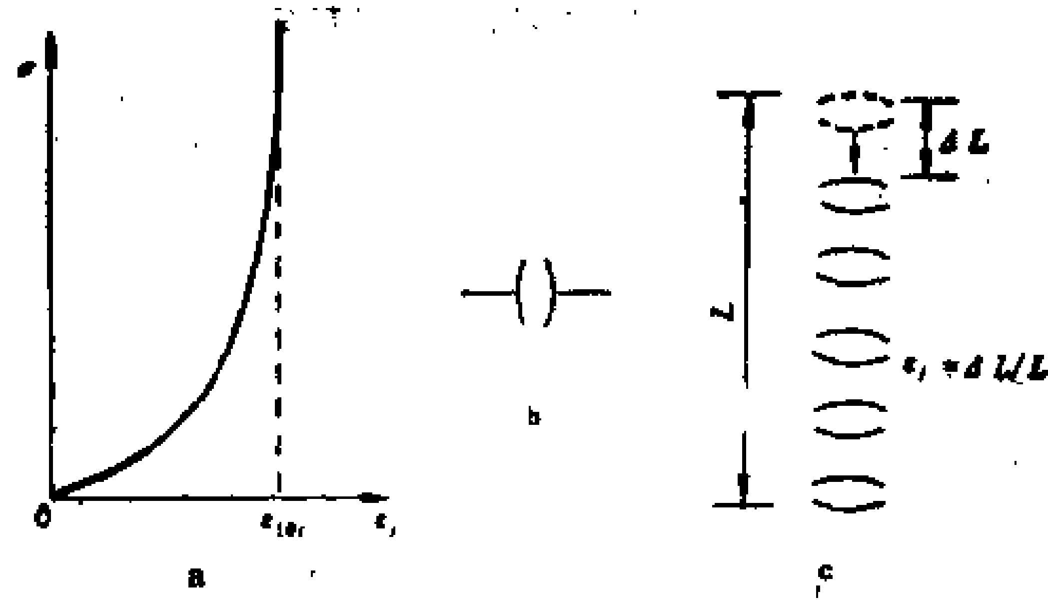


图 2.1.20 岩体内结构面变形机制

2.1.20 中 b 所示。

岩体内含的结构面并非一条，而是多条。当岩体内含有多个结构面时，可以将其中结构面变形转化为图 2.1.20c 所示的物理模型。其中

$$\Delta L = nU_j \qquad U_j = \frac{\Delta L}{n} \qquad \frac{\Delta L}{L} = \varepsilon_j$$

$$\Delta L_0 = nU_{j_o} \qquad U_{j_o} = \frac{\Delta L_0}{n} \qquad \frac{\Delta L_0}{L} = \varepsilon_j$$

而式 (2.1.20) 可改写为

$$\frac{\partial(\Delta L)}{n\partial\sigma} = \frac{1}{K_j}\frac{\Delta L_0 - \Delta L}{n}$$

式两边除以 L，得

$$\frac{\partial \varepsilon_j}{\partial \sigma} = \frac{1}{K_j}(\varepsilon_{j_o} - \varepsilon_j) = \frac{\varepsilon_{j_o}}{K_j}\cdot\frac{\varepsilon_{j_o} - \varepsilon_j}{\varepsilon_{j_o}} = \frac{1}{E_j}\left(\frac{\varepsilon_{j_o} - \varepsilon_j}{\varepsilon_{j_o}}\right) \tag{2.1.21}$$

$$E_j = \frac{K_j}{\varepsilon_{j_o}} \tag{2.1.22}$$

式中 E_j 为结构面闭合模量。式 (2.1.21) 积分得:

$$-\varepsilon_{j_o}\ln\left(1 - \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_{j_o}}\right) = \frac{1}{E_j}\sigma + c \tag{2.1.23}$$

已知 $\sigma = 0$ 时，$\varepsilon_j = 0$，$\ln 1 = 0$，则

$$c = 0 \tag{2.1.24}$$

将式 (2.1.24) 代入式 (2.1.23) 得

$$\varepsilon_j = \varepsilon_{j_o}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j_o}}}\right) \tag{2.1.25}$$

对式 (2.1.25) 对时间微分得:

$$\dot{\varepsilon}_j = \frac{1}{E_j}e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j_o}}}\dot{\sigma} \tag{2.1.26}$$

式 (2.1.25) 及 (2.1.26) 即为坚硬结构面闭合变形的本构规律。

2）坚硬结构面错动变形本构规律　　结构面错动变形实质上是结构面剪切变形。为了将软弱结构面剪切变形与坚硬结构面剪切变形区别开来，我们将坚硬结构面剪切变形

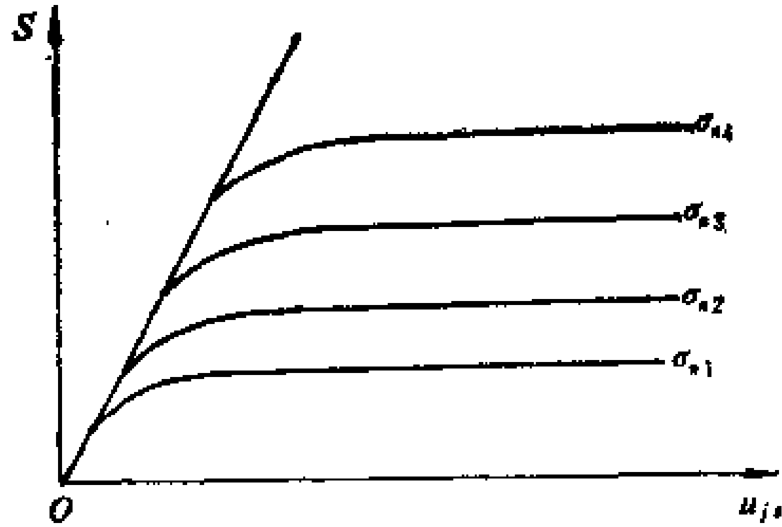


图 2.1.21 坚硬结构面瞬时剪切变形曲线特征

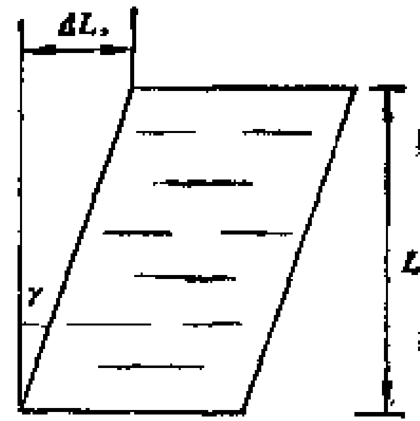


图 2.1.22 剪变形机制

称为错动变形，而将软弱结构面剪切变形称为滑动变形。关于软弱结构面滑动变形将在后面专门讨论，在这一节内只讨论坚硬结构面错动变形。

目前对结构面在剪力作用下力学性能的研究主要停留在破坏判据——抗剪强度研究上，而对其变形特性研究很少。仅粗略地将剪变形和剪力的关系作为线性关系处理，提出剪切刚度的概念。实际上，问题并不是如此简单。结构面错动变形与结构体剪切变形十分相似，在低剪应力水平条件下具弹性变形特征，在高剪应力水平条件下具流动变形特征，而结构面产生流动变形的剪应力水平比结构体产生流动变形的剪应力水平要低得多。坚硬结构面错动变形机制目前很少研究，所取得的大多为瞬时试验结果。图 2.1.21 是这方面试验结果的一般曲线。这组曲线表明，坚硬结构面变形曲线可分为两阶段，即

① 当 $S<\tau_0$ 时，

$$U_{js}=\frac{1}{K_{js}}S \tag{2.1.27}$$

② 当 $S>\tau_0$ 时，

$$U_{js}\to\infty$$

式 (2.1.27) 便是一条坚硬结构面剪切变形本构规律曲线，其中适用条件 $\tau_0=\sigma_n \operatorname{tg}\phi_j+C_{jo}$。

当岩体含有多条结构面时，如图 2.1.22 所示，

$$\gamma=\frac{\Delta L_s}{L}=\frac{nU_{js}}{nb}=\frac{U_{js}}{b} \tag{2.1.28}$$

或

$$U_{js}=b\gamma \tag{2.1.29}$$

式中 b 为结构面间距。将式 (2.1.29) 代入式 (2.1.27)，得

$$\gamma=\frac{1}{bK_{js}}S \tag{2.1.30}$$

令 $G_j=bK_{js}$，则式 (2.1.30) 变为

$$\gamma=\frac{S}{G_j} \tag{2.1.31}$$

式 (2.1.31) 对 t 微分时变为

$$\dot{\gamma}=\frac{\dot{S}}{G_j} \tag{2.1.32}$$

式 (2.1.31) 及 (2.1.32) 便是坚硬结构面变形本构方程。这一变形机制元件可用摩擦片表示，即

$$S \text{ ——— } S$$

$$\gamma = \frac{S}{G_j}$$

根据上面的分析，可以将材料变形型岩体变形机制单元的本构规律汇总表示于表 2.1.3 中。

表 2.1.3　岩石材料变形本构规律及机制元件

变形类型	结构体变形		结构面变形	
	弹性变形	粘性变形	闭合变形	滑移变形
结构元件				
变形基本规律试验结果	σ, τ — ε, γ	$\dot\varepsilon$, $\dot\gamma$ — σ, τ	$\frac{d\varepsilon}{d\sigma}$ — $\varepsilon_{jo}-\varepsilon_j$	$\frac{d\sigma_s}{d\gamma}$ — $\sigma_{so}-\sigma_s$
本构方程	$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_b}$	$\dot\gamma = \frac{\tau - \tau_0}{\eta_r}$ $\dot\varepsilon = \frac{\sigma - \sigma_0}{\eta}$	$\frac{d\varepsilon_j}{d\sigma} = E_j^{-1}(\varepsilon_{jo} - \varepsilon_j)$	$\frac{d\sigma_s}{d\gamma} = G_j(\sigma_{so} - \sigma_s)$

（四）若干典型材料变形型岩体变形本构规律

1. 弹性均质完整结构岩体变形本构规律

一般来说这种岩体是比较少见的，但还是存在的。如后期胶结愈合的碳酸岩、石英岩等，高地应力区压力愈合的各类岩浆岩、厚层砂岩、厚层碳酸岩等岩体，在低地应力水平条件下，可以抽象为这种力学模型。图 2.1.23a 为这种岩体的地质模型，图 2.1.23b 为其物理模型，图 2.1.23c 为在轴向压力作用下的力学模型。这种力学模型的本构方程可以用虎克法则描述，即

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \tag{2.1.15}$$

这种岩体的变形与加载历史无关，故其弹性模量 E 为常量。

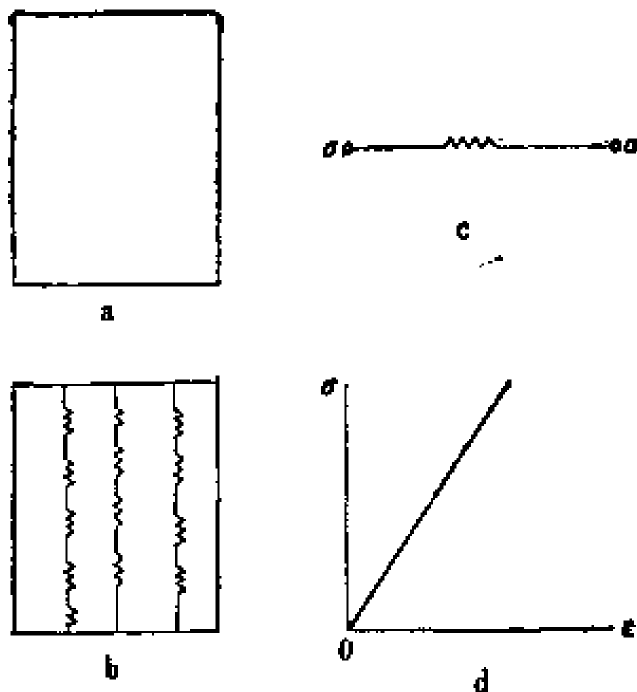


图 2.1.23　完整结构岩体变形机制及规律

2. 弹性均质断续结构和碎裂结构岩体变形本构规律

这种岩体在地质工程领域内，特别是浅层地质工程中是极常见的。如各类岩浆岩、厚层砂岩、石英岩、以及低地应力水平条件下的碳酸岩、板岩层都属于此类。假定岩体内的裂隙正交发育，图 2.1.24a，b 为这类岩体的地质模型，图 2.1.24c，d 为这种岩体的物理模型，而图

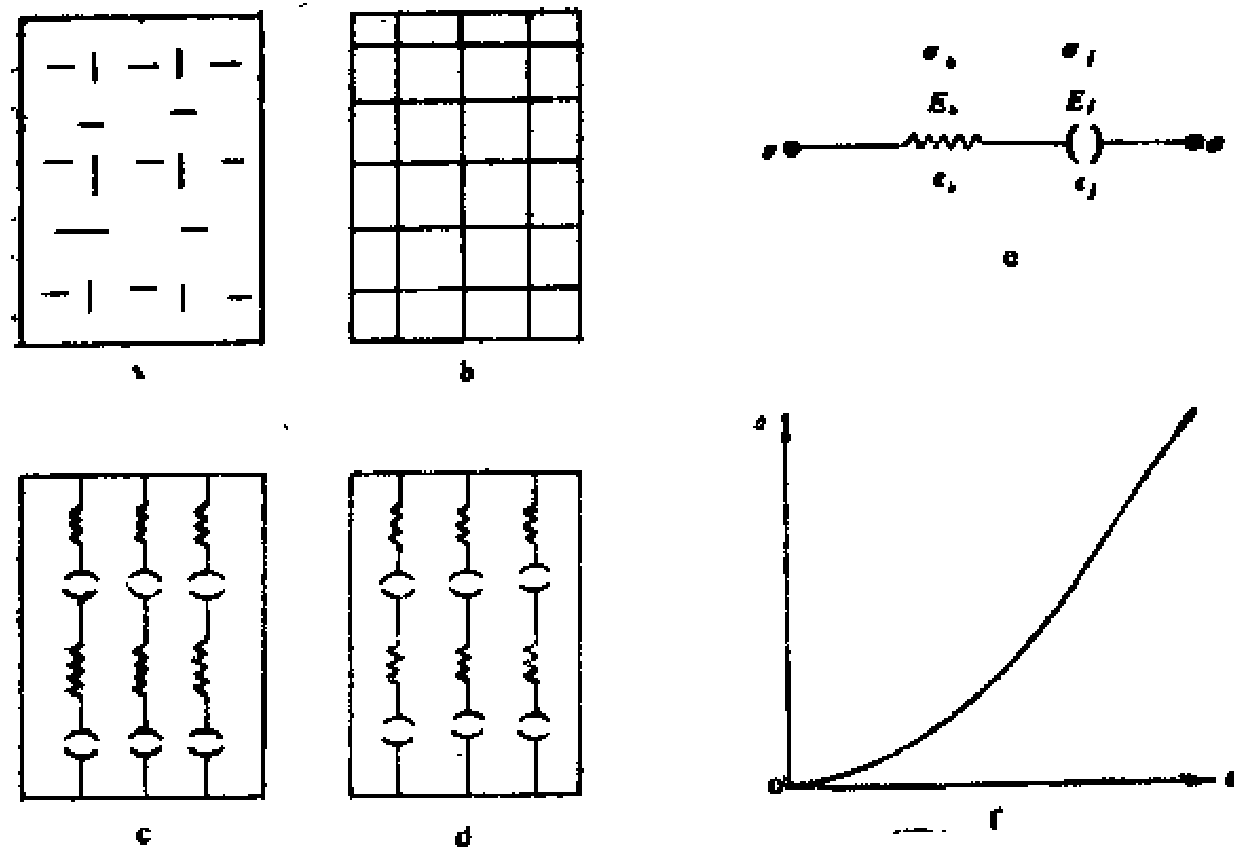


图 2.1.24 弹性均质断续结构或碎裂结构岩体变形机制及规律

2.1.24e 为这类岩体在轴向压力作用下的力学模型。根据这一力学模型可以得到

$$\varepsilon=\varepsilon_b+\varepsilon_j \tag{2.1.33}$$

$$\sigma=\sigma_b=\sigma_j \tag{2.1.34}$$

已知

$$\varepsilon_b=\frac{\sigma_0}{E_0}=\frac{\sigma}{E_0}$$

$$\varepsilon_j=\varepsilon_{jo}(1-e^{-\frac{\sigma_j}{E_j\varepsilon_{jo}}})=\varepsilon_{jo}(1-e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{jo}}})$$

代入式 (2.1.33) 中得

$$\varepsilon=\frac{\sigma}{E_0}+\varepsilon_{jo}(1-e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{jo}}}) \tag{2.1.35}$$

式 (2.1.35) 即为弹性均质岩石材料构成的断续结构和碎裂结构岩体变形的本构方程，其变形曲线示于图 2.1.24f。它比较理想的描述了这类岩体单轴压作用下取得的应力-应变曲线。式 (2.1.35) 表明，这类岩体变形不能用一个变形参数表征，它由两种变形机制元件组成，应该用由两个变形参数决定的本构方程来表征。目前岩体力学试验结果一般用一个弹性模量或变形模量表征所有岩体的变形特征显然是不合适的。式 (2.1.35) 实际上是由两种变形成分构成的，即，

(1) 结构体弹性变形

$$\varepsilon_b=\frac{\sigma}{E_b} \tag{2.1.15}$$

式中 E_b 为结构体变形参数——弹性模量。

(2) 结构面闭合变形

$$\varepsilon_j=\varepsilon_{jo}(1-e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{jo}}}) \tag{2.1.25}$$

式中 E_j 为结构面闭合变形参数——结构面闭合模量。

已取得的实验资料表明，E_b 远远大于 E_j。因此，E_j 只是在低地应力条件下岩体变形中起作用。而在高地应力水平条件下 ε_j 的贡献逐渐趋近于常数，即 $\varepsilon_j \to \varepsilon_{jo}$。在高地应力水平条件下应力-应变曲线增量系由结构体弹性变形贡献，即

$$\frac{d\varepsilon}{d\sigma} = \frac{1}{E_b} \tag{2.1.36}$$

也就是说，在高地应力水平条件下岩体应力-应变曲线斜率为结构体弹性模量 E_b。这一结果提供了利用高地应力水平阶段的应力-应变曲线分析结构体弹性模量的依据。

图 2.1.25 为含有大量裂隙的正长岩岩块压力变形曲线。压力 P 低于 P_d 时则 $\varepsilon=\varepsilon_j+\varepsilon_b$；压力高于 P_d 时，$\varepsilon=\varepsilon_{jo}+\varepsilon_b$，则

$$\varepsilon_b = \varepsilon - \varepsilon_{jo} = \frac{\sigma - \sigma_d}{E_b} \tag{2.1.37}$$

或

$$E_b = \frac{\sigma - \sigma_d}{\varepsilon - \varepsilon_{jo}} \tag{2.1.37'}$$

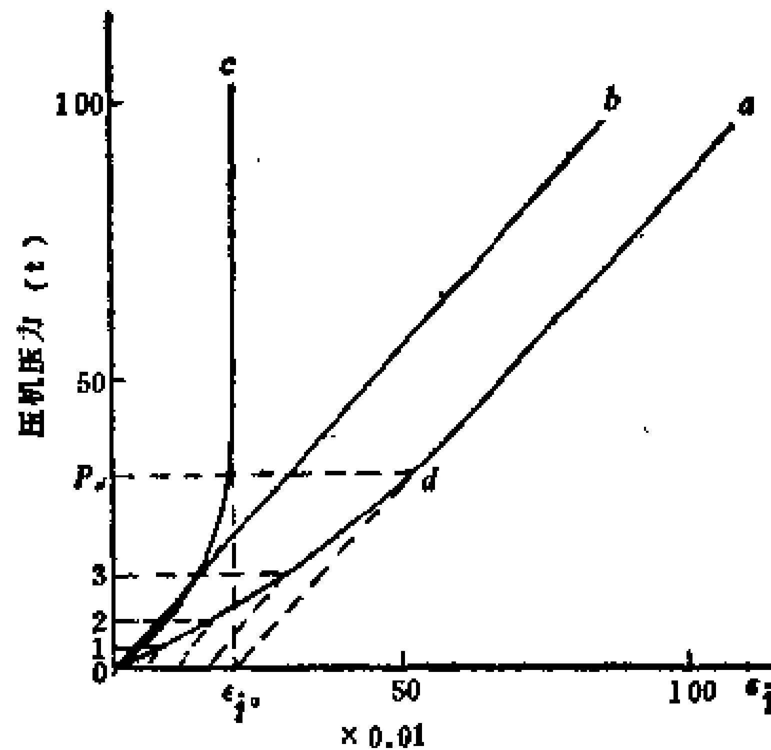


图 2.1.25　正长岩岩块单轴压条件下压力变形曲线

试件直径 7.4cm，试件长 15cm。a. 岩块压缩变形曲线；b. 岩石材料变形曲线；c. 岩体结构面闭合变形曲线

式 (2.1.37′) 提供了分析结构体弹性模量的公式。当 E_b 确定后便可将应力-应变曲线分别为结构体弹性变形曲线（图 2.1.25a）及结构面闭合变形曲线（图 2.1.25c）。利用得到的结构面闭合变形曲线可求得结构面闭合模量。对图2.1.25所示的正长岩来说，结构体弹性模量：

$$E_b = \frac{\sigma - \sigma_d}{\varepsilon - \varepsilon_{jo}} = 3.8 \times 10^4 \text{MPa}$$

结构面闭合模量可以很简单地用下述方法求得。首先由式 (2.1.25) 得

$$\varepsilon_{jo} - \varepsilon_j = \varepsilon_{jo} e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{jo}}}$$

或

$$\frac{\varepsilon_{jo}}{\varepsilon_{jo} - \varepsilon_j} = e^{\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{jo}}} \tag{2.1.38}$$

对式 (2.1.38) 取对数形式，得

$$\ln \frac{\varepsilon_{jo}}{\varepsilon_{jo} - \varepsilon_j} = \frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{jo}} \tag{2.1.39}$$

式 (2.1.39) 整理得：

$$E_j = \frac{\sigma}{\varepsilon_{jo} \ln \dfrac{\varepsilon_{jo}}{\varepsilon_{jo} - \varepsilon_j}} \tag{2.1.40}$$

为了计算方便，在分析计算时可取 $\varepsilon_j = \frac{1}{4}\varepsilon_{jo}$，$\frac{1}{2}\varepsilon_{jo}$ 及 $\frac{3}{4}\varepsilon_{jo}$ 及相应的应力值 σ。将所取得的 ε_j 及对应的 σ 代入式 (2.1.40)，得

① 当 $\varepsilon_j = \frac{1}{4}\varepsilon_{j0}$ 时

$$E_{j1} = \frac{3.48\sigma}{\varepsilon_{j0}} \tag{2.1.41}$$

② 当 $\varepsilon_j = \frac{1}{2}\varepsilon_{j0}$ 时

$$E_{j2} = \frac{1.44\sigma}{\varepsilon_{j0}} \tag{2.1.42}$$

③ 当 $\varepsilon_j = \frac{3}{4}\varepsilon_{j0}$ 时

$$E_{j3} = \frac{0.722\sigma}{\varepsilon_{j0}} \tag{2.1.43}$$

由于在分析上取值人为的误差，由式 (2.1.41)，(2.1.42) 及 (2.1.43) 计算得的 E_j 值并不一定相同。可利用求得的三个数值的平均值作为闭合模量，即

$$E_j = \frac{1}{3}(E_{j1} + E_{j2} + E_{j3}) \tag{2.1.44}$$

对图 2.1.25 所示的正长岩变形来说，$\varepsilon_{j0} = 0.023$，$\sigma_1 = 13.7$，$\sigma_2 = 30.2$，$\sigma_3 = 62.8\text{MPa}$。代入式 (2.1.41)，(2.1.42) 及 (2.1.43) 得 $E_{j1} = 2{,}074\text{MPa}$，$E_{j2} = 1{,}891\text{MPa}$，$E_{j3} = 1{,}970\text{MPa}$，所以

$$E_j = \frac{1}{3}(2{,}074 + 1{,}891 + 1{,}970) = 1{,}978(\text{MPa})$$

由此得到该正长岩变形本构方程为

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{3.8} \times 10^{-4} + 0.023(1 - e^{-\frac{\sigma}{45.49}}) \tag{2.1.45}$$

3. 粘弹性材料块状或平卧层状完整结构岩体变形本构规律

这类岩体是比较常见的。如高地应力水平条件下的岩浆岩、碳酸岩及砂页岩互层、灰岩与泥灰岩互层的平卧层状岩体属于此类，其地质模型示于图 2.1.26a，b。这两个地质模型可以抽象为相同的物理模型(图 2.1.26c，d)，而在单轴压作用下的力学模型可以看作是一个，示于图 2.1.26e。

据图 2.1.26e 可以写出

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \varepsilon_\eta \tag{2.1.46}$$

$$\sigma = \sigma_b = \sigma_\eta \tag{2.1.47}$$

已知

$$\varepsilon_b = \frac{\sigma}{E_b} \tag{2.1.48}$$

$$\dot{\varepsilon}_b = \frac{1}{E_b}\dot{\sigma} \tag{2.1.49}$$

和

$$\dot{\varepsilon}_\eta = \frac{1}{\eta}(\sigma - \sigma_i) \tag{2.1.50}$$

当 $\sigma_i = 0$ 时，

$$\dot{\varepsilon}_\eta = \frac{1}{\eta}\sigma \tag{2.1.51}$$

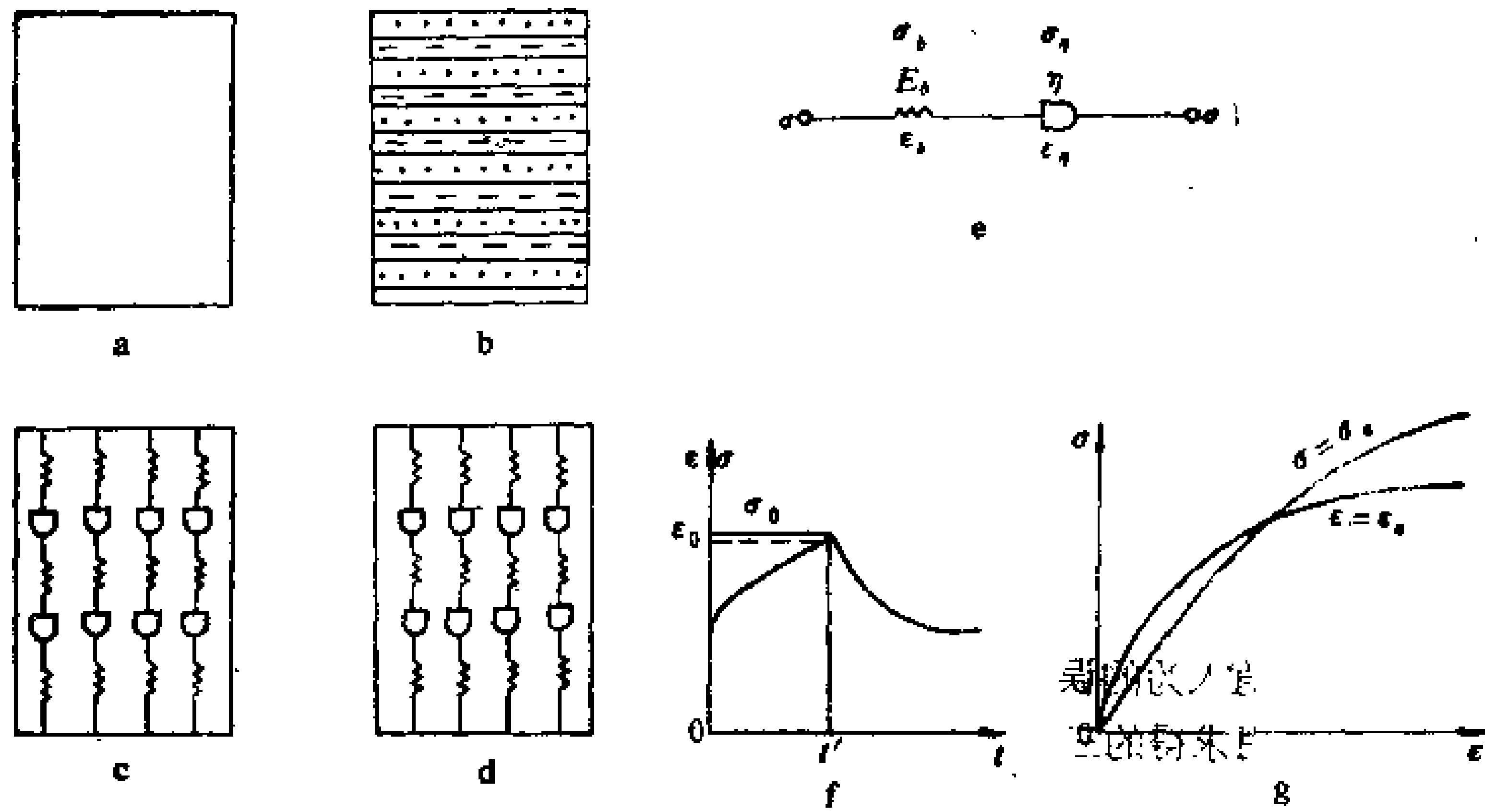


图 2.1.26 粘弹性材料组成的块状或平卧层状完整结构岩体变形机制及规律

将式 (2.1.46) 对 t 微分得

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_b + \dot{\varepsilon}_\eta \qquad (2.1.52)$$

将式 (2.1.49) 及 (2.1.51) 代入式 (2.1.52) 得

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{E_b}\dot{\sigma} + \frac{1}{\eta}\sigma \qquad (2.1.53)$$

式 (2.1.53) 为有名的 Maxwell 方程。也就是说，Maxwell 方程是典型的粘弹性材料构成的块状或平卧层状结构岩体单轴压的本构方程。下面讨论不同加载控制条件下的岩体变形特征。

岩体变形特征密切地与加载控制和加载速率有关。总的说来，加载控制有四种，即

1）流变过程　这种过程是在 $t = 0$ 时，对岩体施加一固定载荷 σ_0，且在整个试验过程中保持不变；

2）松弛过程　这种过程是在 $t = 0$ 时对岩体施加一固定应变 ε_0，且在整个试验过程中保持不变；

3）应力速率控制加载　这一过程系模拟对岩体按一定的应力速度 $\dot{\sigma}$ 进行加载，$\dot{\sigma}$ 可以是常数 $\dot{\sigma}_a$，亦可为变速率 $\dot{\sigma}_v$。下面假定 $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_a$ 作为典型加载条件讨论这种典型的变形特征；

4）应变速率控制加载　这一过程系模拟对岩体按一定的变形速率 $\dot{\varepsilon}$ 进行加载，$\dot{\varepsilon}$ 可以是常数 $\dot{\varepsilon}_a$，亦可以是变速率 $\dot{\varepsilon}_v$，下面假定 $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_a$ 作为典型加载条件讨论这种典型的变形特征。下面用上述四种典型加载控制条件讨论岩体变形的本构方程。

① 流变过程

$t = 0$ 时加 $\sigma = \sigma_0 =$ 常数，$\dot{\sigma} = 0$，则式 (2.1.53) 变为

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{\eta} \qquad (2.1.54)$$

对式 (2.1.54) 积分得

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{\eta} t + A \tag{2.1.55}$$

已知 $t=0$ 时，$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{E_b}$ 得，$A = \frac{\sigma_0}{E_b}$，代入式 (2.1.55) 得

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{E_b} + \frac{\sigma_0}{\eta} t \tag{2.1.56}$$

其曲线结构示于图 2.1.26 f 中变形 0—t' 段。

② 松弛过程

$t=0$ 时加 $\varepsilon = \varepsilon_0 =$ 常数，$\dot{\varepsilon} = 0$，则式 (2.1.53) 变为

$$\dot{\sigma} = -\frac{E_b}{\eta}\sigma \tag{2.1.57}$$

式 (2.1.57) 积分得

$$\ln\sigma = -\frac{E_b}{\eta} t + A \tag{2.1.58}$$

或

$$\sigma = Ae^{-\frac{E_b}{\eta}t} \tag{2.1.59}$$

已知 $t=0$ 时，$\sigma = E\varepsilon_0$，得 $A = E\varepsilon_0$，代入式 (2.1.59) 得

$$\sigma = E\varepsilon_0 e^{-\frac{E_b}{\eta}t} \tag{2.1.60}$$

式 (2.1.60) 为粘弹性材料块状及平卧层状岩体松弛变形本构方程。其曲线示于图 2.1.26f 中 t_0—t 段。

③ 应力速率控制加载

在加载过程中令 $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_{s}$。式 (2.1.53) 可改写为

$$\begin{aligned} d\varepsilon &= \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta} dt = \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta} dt \frac{d\sigma}{d\sigma} \\ &= \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta} \cdot \frac{d\sigma}{\frac{d\sigma}{dt}} = \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta\dot{\sigma}_s} d\sigma \end{aligned} \tag{2.1.61}$$

式 (2.1.61) 积分得

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_b} + \frac{\sigma^2}{2\eta\dot{\sigma}_s} + C \tag{2.1.62}$$

已知 $t=0$，$\sigma=0$，$\varepsilon=0$，式 (2.1.62) 中

$$C = 0$$

则

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_b} + \frac{\sigma^2}{2\eta\dot{\sigma}_s} \tag{2.1.63}$$

式 (2.1.63) 便是应力速率控制加载条件下粘弹性材料块状完整结构岩体或平卧层状粘弹性岩体变形的本构方程，其曲线结构示于图 2.1.26g。它遵循着二次方程曲线法则。

④ 应变速率控制加载

在加载过程中令 $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{s}$。式 2.1.53 可改写为

$$d\varepsilon = \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta} dt = \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta} dt \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon}$$

$$= \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta \dot{\varepsilon}_a} d\varepsilon \tag{2.1.64}$$

上式可改写为

$$d\varepsilon = \frac{d\sigma}{E_b\left(1 - \frac{\sigma}{\eta \dot{\varepsilon}_s}\right)} \tag{2.1.65}$$

式 (2.1.65) 积分得

$$\varepsilon = -\frac{\eta \dot{\varepsilon}_s}{E_b} \ln\left(1 - \frac{\sigma}{\eta \dot{\varepsilon}_s}\right) + A \tag{2.1.66}$$

已知 $\sigma = 0$ 时 $\varepsilon = 0$, $\ln 1 = 0$, 则式 (2.1.66) 中

$$A = 0$$

据此式得

$$\varepsilon = -\frac{\eta \dot{\varepsilon}_s}{E_b} \ln\left(1 - \frac{\sigma}{\eta \dot{\varepsilon}_s}\right) \tag{2.1.67}$$

或

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon}_s\left(1 - e^{-\frac{E_b \varepsilon}{\eta \dot{\varepsilon}_s}}\right) \tag{2.1.68}$$

式 (2.1.68) 便是粘弹性材料块状完整结构岩体及平卧层状粘弹性岩体的本构方程，其曲线结构示于图 2.1.26g，它遵循着指数法则。

4. 粘弹性材料构成的块状断续结构、碎裂结构及平卧层状碎裂岩体变形的本构规律

这类岩体在浅层地质工程中极为常见。其地质模型如图 2.1.27a, b, c 所示。图 2.1.27 d, e, f 为其物理模型，图 2.1.27g 为在单轴压作用下的力学模型。根据图 2.1.27g 的力学模型我们可以写出

$$\sigma = \sigma_b = \sigma_\eta = \sigma_j \tag{2.1.69}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \varepsilon_\eta + \varepsilon_j \tag{2.1.70}$$

对时间微分得

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_b + \dot{\varepsilon}_\eta + \dot{\varepsilon}_j \tag{2.1.71}$$

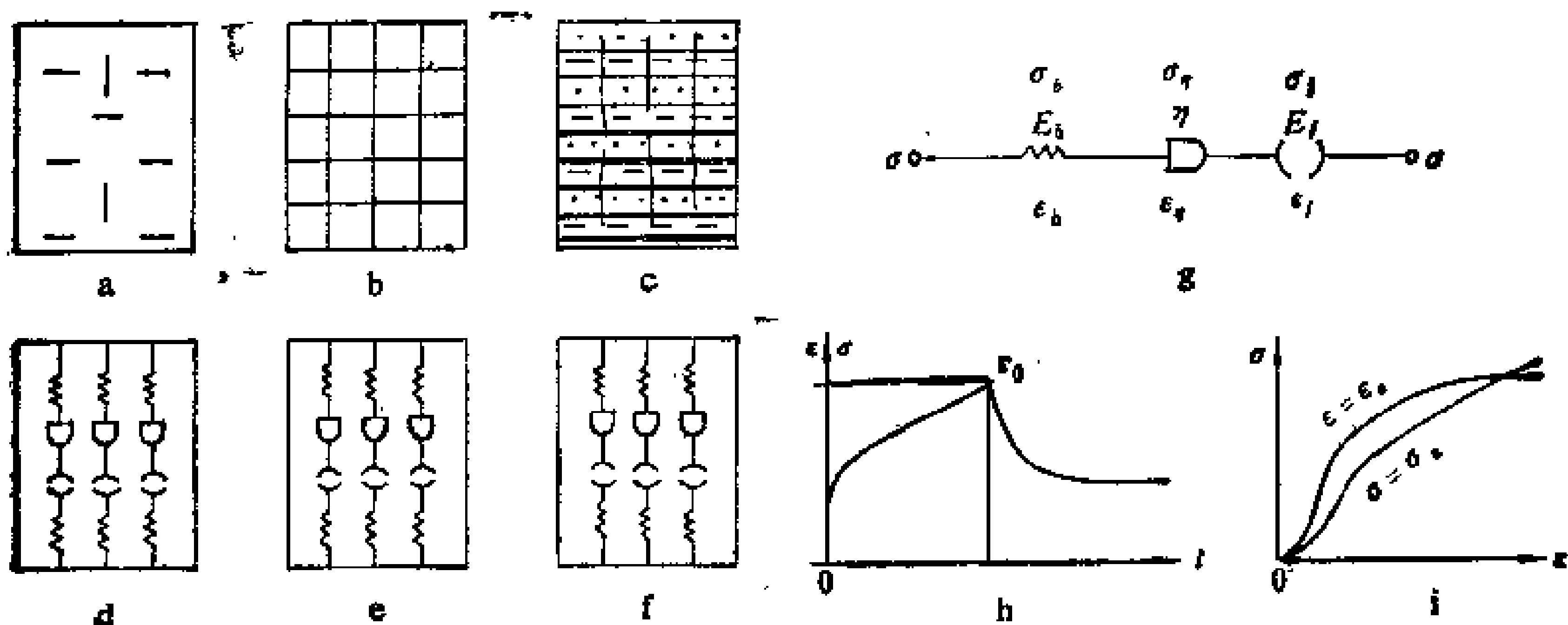


图 2.1.27　块状断续结构、碎裂结构及平卧层状碎裂结构粘弹性岩体变形机制及规律

由岩体变形结构机制元件法则得

$$\dot{\varepsilon}_b = \frac{1}{E_b}\dot{\sigma}_b = \frac{1}{E_b}\dot{\sigma} \tag{2.1.72}$$

$$\dot{\varepsilon}_\eta = \frac{1}{\eta}\sigma_\eta = \frac{1}{\eta}\sigma \tag{2.1.73}$$

$$\dot{\varepsilon}_j = \frac{1}{E_j}e^{-\frac{\sigma_\eta}{E_j\varepsilon_{j0}}}\dot{\sigma}_\eta = \frac{1}{E_j}e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}\dot{\sigma} \tag{2.1.74}$$

将式 (2.1.72), (2.1.73) 及 (2.1.74) 代入式 (2.1.71) 得

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{E_b}\dot{\sigma} + \frac{1}{\eta}\sigma + \frac{1}{E_j}e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}\dot{\sigma} \tag{2.1.75}$$

式 (2.1.75) 便是块状断续结构、块状碎裂结构、层状碎裂结构粘弹性岩体的本构方程。下面来研究不同加载过程情况下变形曲线。

(1) 流变过程　当 $t=0$ 时令 $\sigma=\sigma_0$, $\dot{\sigma}=0$, 则式 2.1.75 变为

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{\eta} \tag{2.1.76}$$

积分得

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{\eta}t + C \tag{2.1.77}$$

已知 $t=0$ 时对岩体加 σ_0 时

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \varepsilon_j$$

即

$$\varepsilon = \frac{1}{E_b}\sigma + \varepsilon_{j0}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right)$$

将上面条件代入式 (2.1.77) 时，得

$$\varepsilon = \frac{1}{E_b}\sigma + \varepsilon_{j0}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right)$$

由此得块状断续结构、块状碎裂结构及平卧层状碎裂结构粘弹性岩体的流变方程为

$$\varepsilon = \frac{1}{E_b}\sigma + \varepsilon_{j0}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right) + \frac{\sigma_0}{\eta}t \tag{2.1.78}$$

(2) 松弛过程　当 $t=0$ 时对岩体施加 $\varepsilon=\varepsilon_0$ 的应变，$\dot{\varepsilon}=0$。则式 (2.1.75) 变为

$$\frac{1}{E_b}\dot{\sigma} + \frac{1}{E_j}e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}\dot{\sigma} + \frac{\sigma}{\eta} = 0 \tag{2.1.79}$$

或

$$\frac{1}{E_b}\frac{d\sigma}{\sigma} + \frac{1}{E_j}\frac{e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}}{\sigma}d\sigma + \frac{1}{\eta}dt = 0 \tag{2.1.80}$$

式 (2.1.80) 积分得

$$\frac{1}{E_b}\ln\sigma + \frac{1}{\eta}t + \frac{1}{E_j}\int\frac{e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}}{\sigma}d\sigma + C = 0 \tag{2.1.81}$$

(3) 应力速率控制加载　令 $\dot{\sigma}=\dot{\sigma}_s$, 则式 (2.1.75) 变为

$$d\varepsilon = \frac{1}{E_b}d\sigma + \frac{1}{E_j}e^{-\frac{\sigma}{E_j\varepsilon_{j0}}}d\sigma + \frac{\sigma}{\eta}dt\ \frac{d\sigma}{d\sigma}$$

$$= \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{1}{E_j} e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{j0}}} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta \dot{\sigma}} d\sigma \tag{2.1.82}$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_b} + \varepsilon_{j0}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{j0}}}\right) + \frac{\sigma^2}{2\eta \dot{\sigma}_a} + C \tag{2.1.83}$$

已知 $\sigma = 0$, $\varepsilon = 0$, 则 $C = 0$, 由此得在应力速度控制加载条件下, 块状断续结构、块状碎裂结构及层状碎裂结构粘弹性岩体变形的应力-应变关系为

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_b} + \varepsilon_{j0}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{j0}}}\right) + \frac{\sigma^2}{2\eta \dot{\sigma}_a} \tag{2.1.84}$$

上式曲线结构示于图 2.1.27i 中。

(4) 应变速率控制加载　　令 $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_a$, 则式 (2.1.75) 变为

$$d\varepsilon = \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{1}{E_j} e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{j0}}} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta} dt \cdot \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon}$$

$$= \frac{1}{E_b} d\sigma + \frac{1}{E_j} e^{-\frac{1}{E_j \varepsilon_{j0}}} d\sigma + \frac{\sigma}{\eta \dot{\varepsilon}_a} d\varepsilon \tag{2.1.85}$$

$$d\varepsilon = \frac{\eta \dot{\varepsilon}_a}{E_b} \frac{d\sigma}{\eta \dot{\varepsilon}_a - \sigma} + \frac{\eta \dot{\varepsilon}_a}{E_j} \frac{e^{-\frac{1}{E_j \varepsilon_{j0}}}}{\eta \dot{\varepsilon}_a - \sigma} d\sigma \tag{2.1.86}$$

$$\varepsilon = \frac{\eta \dot{\varepsilon}_a}{E_b} \ln \frac{\eta \dot{\varepsilon}_a}{\eta \dot{\varepsilon}_a - \sigma} + \varepsilon_{j0}\left(1 - \frac{\eta \dot{\varepsilon}_a}{\eta \dot{\varepsilon}_a - \sigma} e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{j0}}}\right)$$

$$- \eta \dot{\varepsilon}_a \int_0^{\sigma} \frac{e^{-\frac{\sigma}{E_j \varepsilon_{j0}}}}{\eta \dot{\varepsilon}_a - \sigma} d\sigma \tag{2.1.87}$$

式 (2.1.87) 便是在应变速率控制下块状断续结构、块状碎裂结构、层状碎裂结构粘弹性岩体变形的应力-应变关系理论曲线, 其结构示于图 2.1.27i 中。

5. 完整结构直立层状粘弹性岩体变形的本构规律

这种岩体在自然界并不乏见。其地质模型示于图 2.1.28a, 其中砂岩有的为弹性的, 有的为粘弹性的; 页岩有的为粘性的, 有的为粘弹性的。如此, 可抽象为四种物理模型; 在平行于层面方向加载情况下, 相应地可抽象为七种力学模型; 分别讨论如下。

根据图 2.1.29 所示的力学模型结构, 可以写出

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{\eta_1} = \varepsilon \tag{2.1.88}$$

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_{\eta_1} \tag{2.1.89}$$

已知

$$\sigma_1 = E_1 \varepsilon_1 = E_1 \varepsilon \tag{2.1.90}$$

$$\sigma_{\eta_1} = \eta \dot{\varepsilon}_{\eta_1} = \eta \dot{\varepsilon} \tag{2.1.91}$$

将式 (2.1.90) 及 (2.1.91) 代入式 (2.1.89) 得

$$\sigma = E_1 \varepsilon + \eta \dot{\varepsilon} \tag{2.1.92}$$

式 (2.1.92) 为有名的 Kelvin 模型。它表明, Kelvin 模型是典型粘性岩石材料和典型弹性岩石材料平行加载方向并联构成的岩体结构力学模型。粘土岩及页岩属于典型的粘性材料, 石英岩、石英砂岩、铁质胶结的砂岩属于典型的弹性材料。

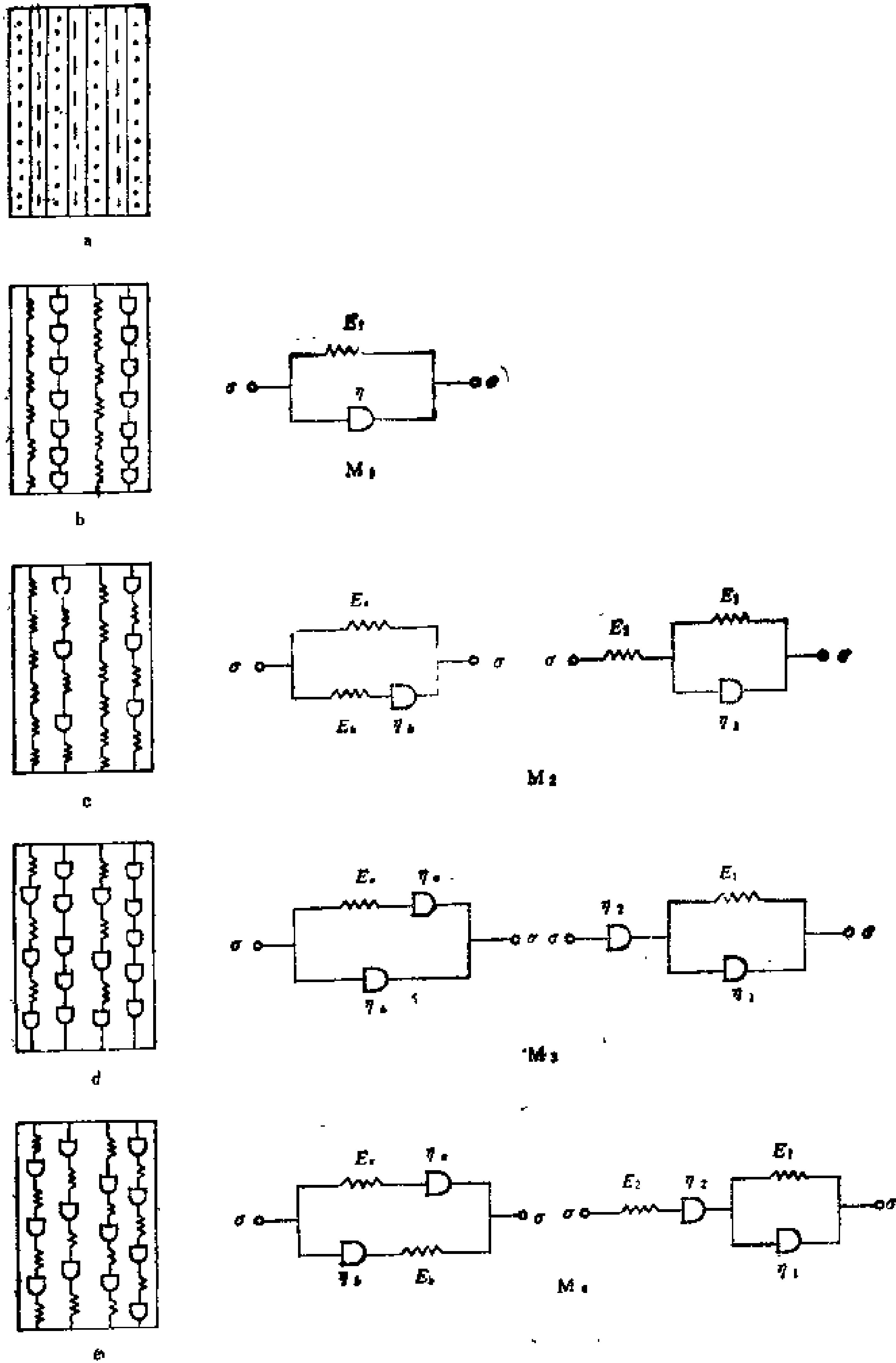


图 2.1.28　完整结构直立层状粘弹性岩体变形机制及规律

M_2 可细分为两种结构力学模型，即 M_{2-1} 及 M_{2-1}，分别示于图 2.1.30a 及 b。

M_{2-1}，Poynting-Thomson 模型。根据图 2.1.30a 可以写出

$$\varepsilon_a = \varepsilon_b + \varepsilon_{\eta_b} = \varepsilon \tag{2.1.93}$$

$$\sigma_a + \sigma_b = \sigma_a + \sigma_{\eta_b} = \sigma \tag{2.1.94}$$

$$\sigma_b = \sigma_{\eta_b} \tag{2.1.95}$$

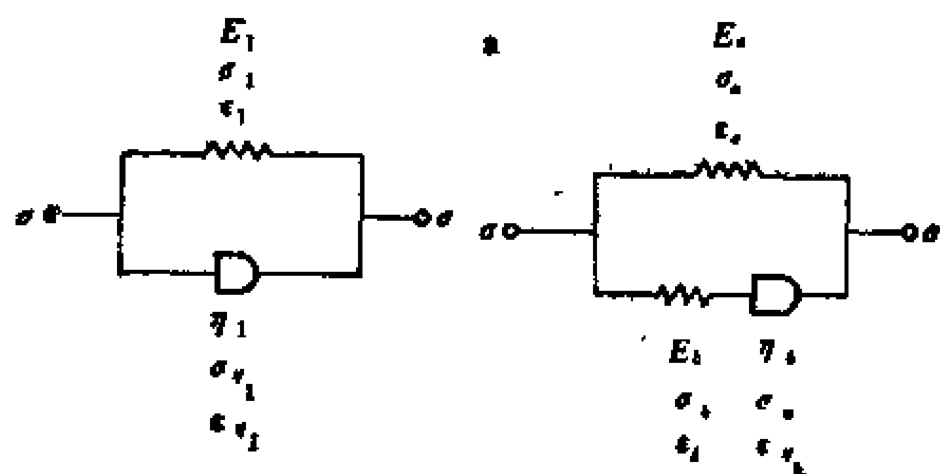


图 2.1.29 M_1 力学模型

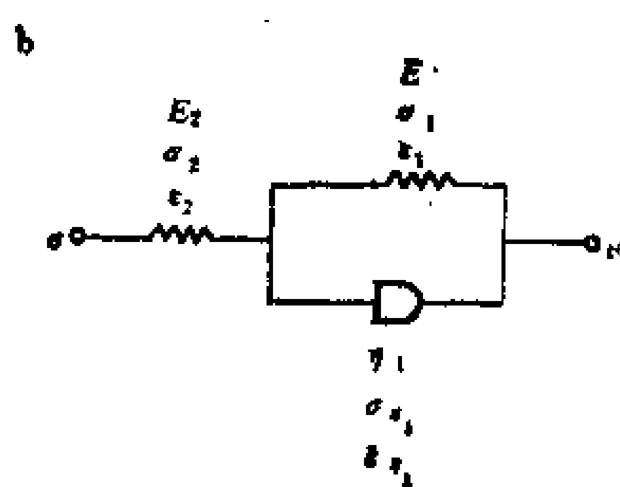


图 2.1.30 M_{1-1} 及 M_{1-2} 力学模型

已知
$$\sigma_a = E_a\varepsilon_a = E_a\varepsilon \tag{2.1.96}$$
$$\sigma_b = E_b\varepsilon_b \tag{2.1.97}$$

将式 (2.1.96) 及 (2.1.97) 代入式 (2.1.94)，整理得
$$\varepsilon_b = \frac{\sigma - E_a\varepsilon}{E_b} \tag{2.1.98}$$

又
$$\dot{\varepsilon}_{\eta_b} = \frac{\sigma_{\eta_b}}{\eta_b} = \frac{\sigma_b}{\eta_b} = \frac{\sigma - E_a\varepsilon}{\eta_b} \tag{2.1.99}$$

对式 (2.1.93)对 t 求导，将式 (2.1.98)，(2.1.99) 代入，整理后得
$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma} - E_a\dot{\varepsilon}}{E_b} + \frac{\sigma - E_a\varepsilon}{E_b} \tag{2.1.100}$$

或
$$\sigma + \frac{\eta_b}{E_b}\dot{\sigma} = E_a\varepsilon + \eta_b\frac{E_a + E_b}{E_b}\dot{\varepsilon} \tag{2.1.101}$$

M_{1-2} 模型。根据图 2.1.30b 所示的结构，可以写出
$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_{\eta_2} \tag{2.1.102}$$
$$\sigma = \sigma_1 = \sigma_2 + \sigma_{\eta_2} \tag{2.1.103}$$

已知
$$\varepsilon_1 = \frac{\sigma_1}{E_1} = \frac{\sigma}{E_1}, \quad \dot{\varepsilon}_1 = \frac{\dot{\sigma}}{E_1} \tag{2.1.104}$$
$$\varepsilon_2 = \frac{\sigma_2}{E_2}, \quad \sigma_2 = E_2\varepsilon_2 \tag{2.1.105}$$
$$\dot{\varepsilon}_{\eta_2} = \frac{\sigma_{\eta_2}}{\eta_2}, \quad \sigma_{\eta_2} = \eta_2\dot{\varepsilon}_{\eta_2} \tag{2.1.106}$$
$$\varepsilon_2 = \varepsilon - \varepsilon_1 = \varepsilon - \frac{\sigma}{E_1} \tag{2.1.107}$$
$$\sigma_2 = E_2\varepsilon_2 = E_2\left(\varepsilon - \frac{\sigma}{E_1}\right) \tag{2.1.108}$$
$$\sigma_{\eta_2} = \eta_2\dot{\varepsilon}_{\eta_2} = \eta_2\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{E_1}\right) \tag{2.1.109}$$

将式 (2.1.108) 及 (2.1.109) 代入式 (2.1.103) 得
$$\sigma = E_2\left(\varepsilon - \frac{\sigma}{E_1}\right) + \eta_2\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{E_1}\right) \tag{2.1.110}$$

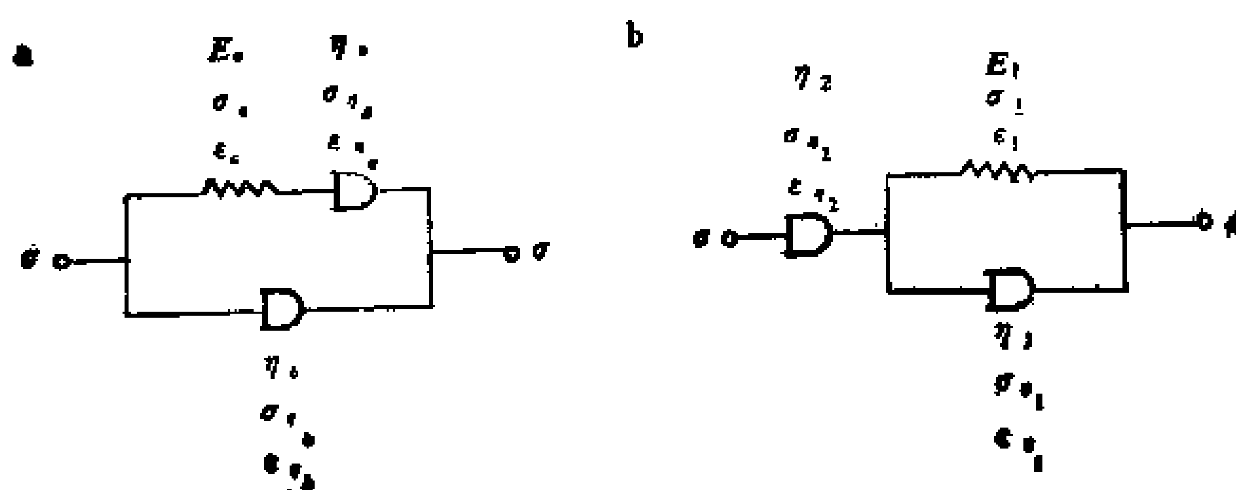


图 2.1.31　粘弹性岩石与粘性岩石并联岩体力学模型

或
$$\sigma + \frac{\eta_2\dot{\sigma}}{E_1 + E_2} = \frac{E_1E_2\varepsilon}{E_1 + E_2} + \frac{E_1\eta_2\dot{\varepsilon}}{E_1 + E_2} \tag{2.1.111}$$

如图 2.1.31 所示，M_3 同样又可分为两种结构力学模型，即，M_{3-1} 和 M_{3-2}。

M_{3-1} 力学模型。根据图 2.1.31a，可按下面方法转化为数学模型。

$$\varepsilon = \varepsilon_{\eta_a} = \varepsilon_b + \varepsilon_{\eta_b},\quad \dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_b + \dot{\varepsilon}_{\eta_b} \tag{2.1.112}$$

$$\sigma = \sigma_{\eta_a} + \sigma_b = \sigma_{\eta_a} + \sigma_{\eta_b},\quad \sigma_{\eta_a} = \sigma_{\eta_b} \tag{2.1.113}$$

$$\sigma_{\eta_a} = \eta_a \cdot \dot{\varepsilon} \tag{2.1.114}$$

$$\sigma_b = \sigma - \sigma_{\eta_a} = \sigma - \eta_a\dot{\varepsilon} \tag{2.1.115}$$

$$\sigma_{\eta_b} = \sigma - \sigma_{\eta_a} = \sigma - \eta_a\dot{\varepsilon} \tag{2.1.116}$$

根据式 (2.1.112)、式 (2.1.115) 及 (2.1.116) 可得到

$$\varepsilon_b = \frac{\sigma_b}{E_b} = \frac{\sigma - \eta_a\dot{\varepsilon}}{E_b} \tag{2.1.117}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_b} = \frac{\sigma_{\eta_b}}{\eta_b} = \frac{\sigma - \eta_a\dot{\varepsilon}}{\eta} \tag{2.1.118}$$

将式 (2.1.117) 及 (2.1.118) 代入式 (2.1.112) 得

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma} - \eta_a\ddot{\varepsilon}}{E_b} + \frac{\sigma - \eta_a\dot{\varepsilon}}{\eta_b} \tag{2.1.119}$$

或
$$\sigma + \frac{\eta_b}{E_b}\dot{\sigma} = (\eta_a + \eta_b)\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_a\eta_b}{E_b}\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.120}$$

M_{3-2} 力学模型。根据图 2.1.31b 可以写出

$$\sigma = \sigma_{\eta_2} = \sigma_1 + \sigma_{\eta_1},\quad \dot{\sigma} = \dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_{\eta_1} \tag{2.1.121}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\eta_2} + \varepsilon_1 = \varepsilon_{\eta_2} + \varepsilon_{\eta_1},\quad \varepsilon_{\eta_1} = \varepsilon_1 \tag{2.1.122}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_2} + \dot{\varepsilon}_1 = \dot{\varepsilon}_1,\quad \dot{\varepsilon}_{\eta_2} = \frac{\sigma_{\eta_2}}{\eta_2} = \frac{\sigma}{\eta_2}$$

$$\dot{\varepsilon}_1 = \dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_{\eta_2} = \dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_2} \tag{2.1.123}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_1} = \dot{\varepsilon}_1 = \dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_2},\quad \ddot{\varepsilon}_{\eta_1} = \ddot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{\eta_2} \tag{2.1.124}$$

将式 (2.1.123) 及 (2.1.124) 代入式 (2.1.121) 得

$$\dot{\sigma}_{\eta_1} = \eta_1\ddot{\varepsilon}_{\eta_1}$$

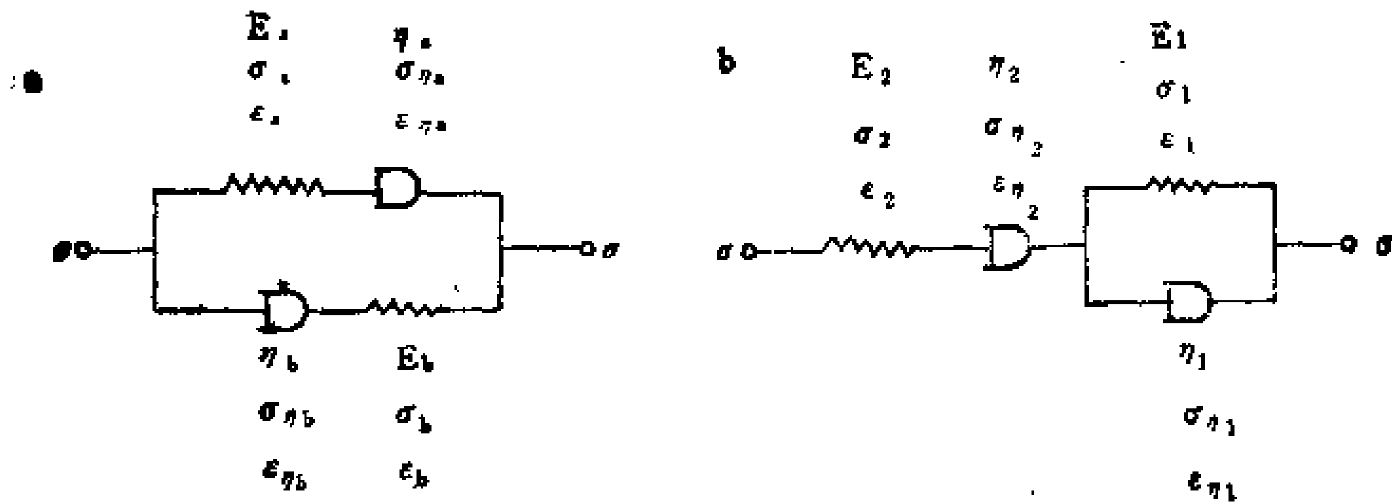


图 2.1.32 M_{4-1} 及 M_{4-2} 力学模型

$$\dot{\sigma} = E_1\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_2}\right) + \eta_1\left(\ddot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{\eta_2}\right) \tag{2.1.125}$$

或

$$\sigma + \frac{\eta_1 + \eta_2}{E_1}\dot{\sigma} = \eta_2\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_1\eta_2}{E_1}\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.126}$$

M_5 亦有两种结构模型。

M_{4-10} 图 2.1.32a 可进一步转化为如图 2.1.33 所示的模型。

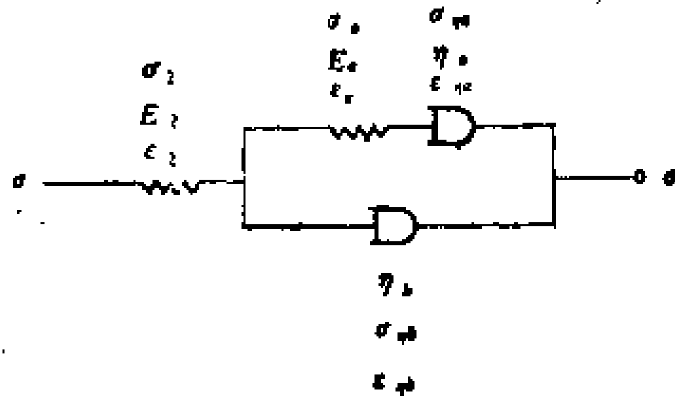


图 2.1.33 图 2.1.32a 的转化模型

根据图 2.1.33 可以写出

$$\sigma = \sigma_2 = \sigma_a + \sigma_b \tag{2.1.127}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_2 + \varepsilon_{\eta_b} \text{ 或 } \dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_2 + \dot{\varepsilon}_{\eta_b} \tag{2.1.128}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_2 + \varepsilon_a + \varepsilon_{\eta_a} \tag{2.1.129}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\sigma_2}{E_2} = \frac{\sigma}{E_2} \tag{2.1.130}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_b} = \frac{\sigma_b}{\eta_b} \tag{2.1.131}$$

将式 (2.1.130) 及 (2.1.131) 代入式 (2.1.128) 整理得

$$\sigma_b = \eta_b\dot{\varepsilon} - \frac{\eta_b\dot{\sigma}}{E_2} \tag{2.1.132}$$

又根据式 (2.1.127) 及 (2.1.132)，求得

$$\sigma_a = \sigma - \sigma_b = \sigma - \eta_b\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_b\dot{\sigma}}{E_2} \tag{2.1.133}$$

$$\dot{\sigma}_a = \dot{\sigma} - \eta_b\ddot{\varepsilon} + \frac{\eta\ddot{\sigma}}{E_2} \tag{2.1.134}$$

将式 (2.1.129) 对 t 微分得

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_2 + \dot{\varepsilon}_a + \dot{\varepsilon}_{\eta_a} \tag{2.1.135}$$

将式 (2.1.133) 及 (2.1.134) 代入式 (2.1.135) 得

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon} &= \frac{\dot{\sigma}}{E_2} + \frac{\dot{\sigma}_a}{E_1} + \frac{\sigma_a}{\eta_a} \\ &= \frac{\dot{\sigma}}{E_2} + \frac{1}{E_1}\left(\dot{\sigma} - \eta_b\ddot{\varepsilon} + \frac{\eta_b\ddot{\sigma}}{E_2}\right) + \frac{1}{\eta_a}\left(\sigma - \eta_b\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_b\dot{\sigma}}{E_2}\right)\end{aligned} \tag{2.1.136}$$

$$\frac{1}{\eta_a}\sigma+\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}+\frac{\eta_b}{\eta_a E_2}\right)\dot{\sigma}+\frac{\eta_b}{E_1E_2}\ddot{\sigma}=\left(1+\frac{\eta_b}{\eta_a}\right)\dot{\varepsilon}+\frac{\eta_b}{E_1}\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.137}$$

$$\sigma+\eta_a\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}+\frac{\eta_b}{\eta_a E_2}\right)\dot{\sigma}+\frac{\eta_a\eta_b}{E_1E_2}\ddot{\sigma}=(\eta_a+\eta_b)\dot{\varepsilon}+\frac{\eta_a\eta_b}{E_1}\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.138}$$

M_{4-2} 为 Burger's 模型，是比较有名的模型之一。根据图 2.1.32b，可以写出

$$\varepsilon=\varepsilon_2+\varepsilon_{\eta_2}+\varepsilon_1,\quad \dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_2+\dot{\varepsilon}_{\eta_2}+\dot{\varepsilon}_1 \tag{2.1.139}$$

$$\varepsilon_1=\varepsilon_{\eta_1} \tag{2.1.140}$$

$$\sigma=\sigma_2=\sigma_{\eta_2}=\sigma_1+\sigma_{\eta_1} \tag{2.1.141}$$

已知

$$\varepsilon_2=\frac{\sigma}{E_2},\quad \dot{\varepsilon}_2=\frac{\dot{\sigma}}{E_2} \tag{2.1.142}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_2}=\frac{\sigma}{\eta_2},\quad \ddot{\varepsilon}_{\eta_2}=\frac{\dot{\sigma}}{\eta} \tag{2.1.143}$$

$$\varepsilon_1=\frac{\sigma_1}{E_1},\quad \sigma_1=E_1\varepsilon_1 \tag{2.1.144}$$

$$\sigma_{\eta_1}=\eta_1\dot{\varepsilon}_{\eta_1}=\eta_1\dot{\varepsilon}_1 \tag{2.1.145}$$

$$\dot{\varepsilon}_1=\dot{\varepsilon}-\dot{\varepsilon}_2-\dot{\varepsilon}_{\eta_2}=\dot{\varepsilon}-\frac{\dot{\sigma}}{E_2}-\frac{\sigma}{\eta_2} \tag{2.1.146}$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}&=\dot{\sigma}_1+\dot{\sigma}_{\eta_1}=E_1\dot{\varepsilon}_1+\eta_1\ddot{\varepsilon}_1\\&=E_1\left(\dot{\varepsilon}-\frac{\dot{\sigma}}{E_2}-\frac{\sigma}{\eta_2}\right)+\eta_1\left(\ddot{\varepsilon}-\frac{\ddot{\sigma}}{E_2}-\frac{\dot{\sigma}}{\eta_2}\right)\end{aligned} \tag{2.1.147}$$

或

$$\sigma+\frac{\eta_2(E_1+E_2)\dot{\sigma}+E_2\eta_1\dot{\sigma}}{E_1E_2}+\frac{\eta_1\eta_2}{E_1E_2}\ddot{\sigma}=\eta_2\dot{\varepsilon}+\frac{\eta_1\eta_2}{E_1}\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.148}$$

将上面获得的结果汇总列于表 2.1.4。表中结果表明，归纳起来，直立层状粘弹性岩体变形可能有四种本构方程。兹将这四组本构方程的解简述如下。

模型 M_1 Kelvin 方程

$$\sigma=E_b\varepsilon+\eta\dot{\varepsilon} \tag{2.1.92}$$

的解。

(1) 流变过程　令 $t=0$，快速对岩体加 $\sigma=\sigma_0$ 载荷，且在变形过程中保持不变，则式 (2.1.92) 变为

$$\frac{d\varepsilon}{dt}+\frac{E_b\varepsilon}{\eta}=\frac{\sigma_0}{\eta} \tag{2.1.149}$$

式 (2.1.149) 为一阶线性微分方程，其通解为：

$$\varepsilon=e^{-\int\frac{E_b}{\eta}dt}\left[\int\frac{\sigma_0}{\eta}e^{\int\frac{E_b}{\eta}dt}dt+C\right]=0$$

即

$$\varepsilon=e^{-\frac{E_bt}{\eta}}\left[\int\frac{\sigma_0}{\eta}e^{\frac{E_bt}{\eta}}dt+C\right]=0$$

$$\varepsilon=e^{-\frac{E_bt}{\eta}}\left[\frac{\sigma_0}{E_b}e^{\frac{E_bt}{\eta}}+C\right]=0 \tag{2.1.150}$$

当 $t=0$ 时，$\varepsilon=0$，$C=-\dfrac{\sigma_0}{E_b}$，代入式(2.1.150)，得

表 2.1.4　直立层状粘弹性岩体可能出现的本构方程

模型编号	模型结构	本构方程	本构方程通式
M_1		$\sigma = E_1\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon}$	$\sigma = n\varepsilon + p\dot{\varepsilon}$
M_{2-1}		$\sigma + \frac{\eta_b}{E_b}\dot{\sigma} = E_a\varepsilon + \frac{E_a + E_b}{E_b}\eta\dot{\varepsilon}$	$\sigma + m\dot{\sigma} = n\varepsilon + p\dot{\varepsilon}$
M_{2-2}		$\sigma + \frac{\eta_2}{E_1 + E_2}\dot{\sigma} = \frac{E_1E_2}{E_1 + E_2}\varepsilon + \frac{E_1\eta_2}{E_1 + E_2}\dot{\varepsilon}$	
M_{3-1}		$\sigma + \frac{\eta_b}{E_b}\dot{\sigma} = (\eta_b + \eta_a)\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_a\eta_b}{E_b}\ddot{\varepsilon}$	$\sigma + m\dot{\sigma} = p\dot{\varepsilon} + q\ddot{\varepsilon}$
M_{3-2}		$\sigma + \frac{\eta_1 + \eta_2}{E_1}\dot{\sigma} = \eta_2\ddot{\varepsilon} + \frac{\eta_1\eta_2}{E_1}\ddot{\varepsilon}$	
M_{4-1}		$\sigma + \eta_a\left(\frac{1}{E_a} + \frac{1}{E_b} + \frac{\eta_b}{\eta_a E_b}\right)\dot{\sigma} + \frac{\eta_a\eta_b}{E_aE_b}\ddot{\sigma} = (\eta_a + \eta_b)\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_a\eta_b}{E_a}\ddot{\varepsilon}$	$\sigma + m\dot{\sigma} + r\ddot{\sigma} = p\dot{\varepsilon} + q\ddot{\varepsilon}$
M_{4-2}		$\sigma + \frac{\eta_2(E_1 + E_2) + \eta_1E_2}{E_1E_2}\dot{\sigma} + \frac{\eta_1\eta_2}{E_1E_2}\ddot{\sigma} = \eta_2\dot{\varepsilon} + \frac{\eta_1\eta_2}{E_1}\ddot{\varepsilon}$	

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{E_b}\left(1 - e^{-\frac{E_b}{\eta}t}\right) \tag{2.1.151}$$

其曲线结构示于图 2.1.34。

(2) **松弛过程**　在 $t = t_1$ 时，$\varepsilon = \varepsilon_0$。令 ε_1 保持不变，则 $\dot{\varepsilon} = 0$，式 (2.1.92) 变为

$$\sigma = E_b\varepsilon_1 \tag{2.1.152}$$

即应力维持不变。

如果在 $t = t_1, \sigma = \sigma_0$ 时，应变发展到 $\varepsilon = \varepsilon_1$，卸掉 σ_1 时，则变形将产生回弹。在这种情况下，式 (2.1.92) 变为

$$E_b\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon} = 0 \tag{2.1.153}$$

积分得

$$\ln\varepsilon = -\frac{E_b}{\eta}t + C \tag{2.1.154}$$

当 $t = 0$ 时 $\varepsilon = \varepsilon_0$，得

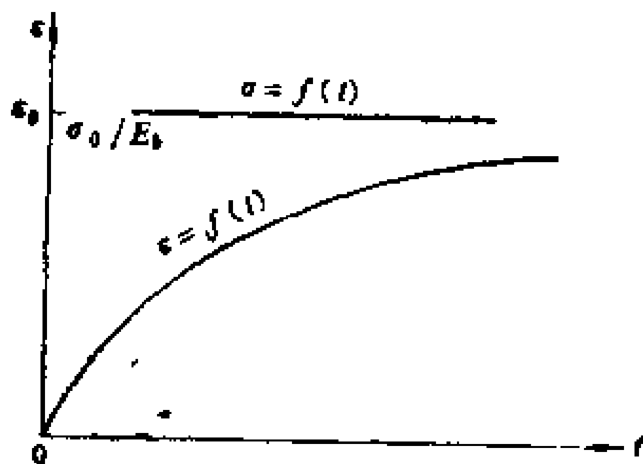


图 2.1.34　Kelvin 方程流变及松弛曲线

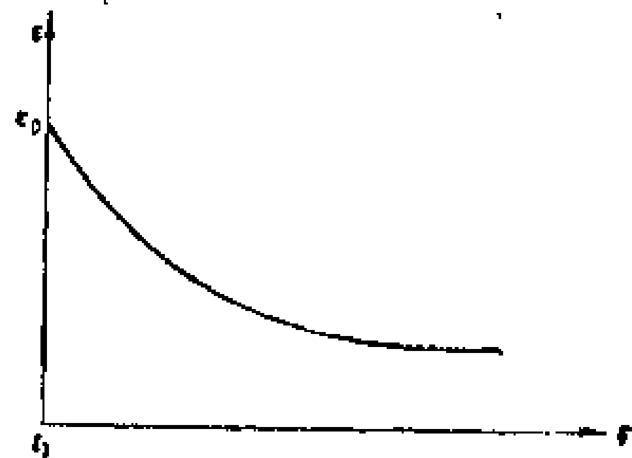


图 2.1.35　Kelvin 方程回弹曲线

$$C = \ln \varepsilon_e$$

代入式(2.1.154)得回弹变形过程曲线为

$$\varepsilon = \varepsilon_e e^{-\frac{E_b}{\eta}t} \tag{2.1.155}$$

其变形曲线示于图2.1.35。

(3) 常应力速率控制加载　令 $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_a$，则式(2.1.92)变为

$$\frac{\sigma}{\dot{\sigma}_a} d\sigma = E_b\varepsilon \frac{d\sigma}{\dot{\sigma}_a} + \eta d\varepsilon \tag{2.1.156}$$

解得结果为

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_b} - \frac{\dot{\sigma}_a \eta}{E_b^2}\left(1 - e^{-\frac{E_b\sigma}{\eta\dot{\sigma}_a}}\right) \tag{2.1.157}$$

其变形曲线结构示于图2.1.36。

(4) 常应变速率控制加载　令 $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_a$，则式(2.1.92)变为

$$\sigma = E_b\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.158}$$

其曲线为一次线性型。曲线结构示于图2.1.36。

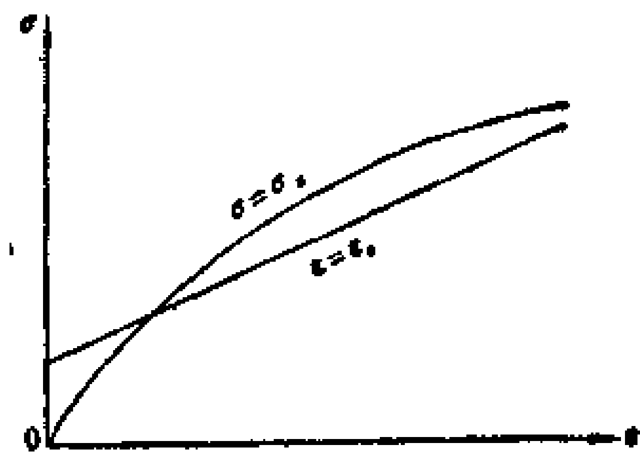


图 2.1.36　Kelvin 方程应力-应变曲线

模型 M_2　本构方程

$$\sigma + m\dot{\sigma} = n\varepsilon + p\dot{\varepsilon} \tag{2.1.159}$$

的解。

(1) 流变过程　$\sigma = \sigma_0$ 时 $\dot{\sigma} = 0$，式(2.1.159)变为

$$p\dot{\varepsilon} + n\varepsilon = \sigma_0 \tag{2.1.160}$$

解得

$$\varepsilon = Ce^{-\frac{n}{p}t} + \frac{\sigma_0}{n} \tag{2.1.161}$$

当 $t = 0$，$\varepsilon = 0$，$C = -\frac{\sigma_0}{n}$，代入式(2.1.161)，得

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{n}\left(1 - e^{-\frac{n}{p}t}\right) \tag{2.1.162}$$

式(2.1.162)与式(2.1.151)完全相同。

(2) 松弛过程　$\varepsilon = \varepsilon_0$ 时 $\dot{\varepsilon} = 0$。式(2.1.159)变为

$$\sigma + m\dot{\sigma} = n\varepsilon_0 \tag{2.1.163}$$

解得

$$\sigma = Ce^{-\frac{1}{m}t} + n\varepsilon_0 \tag{2.1.164}$$

当 $t = 0$ 时，$\sigma = 0$，$C = -n\varepsilon_0$，所以

$$\sigma = n\varepsilon_0\left(1 - e^{-\frac{1}{m}t}\right) \tag{2.1.165}$$

(3) 常应力速率加载　令 $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_a$，$\sigma = \dot{\sigma}_a t + C$。令 $t = 0$ 时 $\sigma = 0$，则得

$$\sigma = \dot{\sigma}_a t \tag{2.1.166}$$

式(2.1.159)变为

$$p\dot{\varepsilon} + n\varepsilon = \dot{\sigma}_a t + m\dot{\sigma}_a \tag{2.1.167}$$

解得

$$\varepsilon = Ce^{-\frac{n}{p}t} + \frac{\dot{\sigma}_a}{n}t + \frac{m}{n}\dot{\sigma}_a - \frac{\dot{\sigma}_a}{n}p \tag{2.1.168}$$

当 $t=0$ 时，$\sigma=0$，$\varepsilon=0$，则得

$$C=-\frac{m}{n}\dot{\sigma}_a+\frac{\dot{\sigma}_a}{n}p$$

代入式(2.1.168)，得到

$$\varepsilon=\frac{\dot{\sigma}_a}{n}(m+p)(1-e^{-\frac{n}{p}t})+\frac{\dot{\sigma}_a}{n}t \tag{2.1.169}$$

(4) 常应变速率控制加载　$\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_a$ 时，$\varepsilon=\dot{\varepsilon}_a t+C$。若 $t=0$ 时，$\varepsilon=0$，则 $C=0$，即 $\varepsilon=\dot{\varepsilon}_a t$，则式(2.1.159)变为

$$m\dot{\sigma}+\sigma=n\dot{\varepsilon}_a t+p\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.170}$$

解得

$$\sigma=Ce^{-\frac{1}{m}t}+n\dot{\varepsilon}_a t+p\dot{\varepsilon}_a-mn\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.171}$$

当 $t=0$ 时，$\sigma=0$，$C=-\dot{\varepsilon}_a(p-mn)$ 代入上式得

$$\sigma=\dot{\varepsilon}_a(p-mn)(1-e^{-\frac{1}{m}t})+n\dot{\varepsilon}_a t \tag{2.1.172}$$

模型 M. 本构方程

$$\sigma+m\dot{\sigma}=p\dot{\varepsilon}+q\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.173}$$

的解

(1) 流变过程　$\sigma=\sigma_0$ 时，$\dot{\sigma}=0$，则式(2.1.173)变为

$$q\ddot{\varepsilon}+p\dot{\varepsilon}=\sigma_0$$

解得

$$\varepsilon=Ce^{-\frac{p}{q}t}+\frac{\sigma_0}{p}t-\frac{q}{p^2}\sigma_0 \tag{2.1.174}$$

当 $t=0$ 时，$\varepsilon=0$，得 $C=\frac{q}{p^2}\sigma_0$。将此结果代入上式得

$$\varepsilon=\frac{\sigma_0}{p}t-\frac{q}{p^2}\sigma_0(1-e^{-\frac{p}{q}t}) \tag{2.1.175}$$

(2) 松弛过程　$\varepsilon=\varepsilon_0$ 时，$\dot{\varepsilon}=0$，$\ddot{\varepsilon}=0$，则式(2.1.173)变为

$$m\dot{\sigma}+\sigma=0 \tag{2.1.176}$$

解得

$$\sigma=Ce^{-\frac{t}{m}} \tag{2.1.176'}$$

当 $t=0$ 时，$\sigma=E\varepsilon_0$，得 $C=E\varepsilon_0$，代入上式得

$$\sigma=E\varepsilon_0 e^{-\frac{1}{m}t} \tag{2.1.177}$$

(3) 常应力速率控制加载　$\dot{\sigma}=\dot{\sigma}_a$ 时，$\sigma=\dot{\sigma}_a t+C$ 若 $t=0$ 时，$\sigma=0$，则 $C=0$，得

$$\sigma=\dot{\sigma}_a t \tag{2.1.178}$$

则式(2.1.173)变为

$$q\ddot{\varepsilon}+p\dot{\varepsilon}=\dot{\sigma}_a t+m\dot{\sigma}_a \tag{2.1.179}$$

解得

$$\varepsilon=Ce^{-\frac{p}{q}t}+\frac{\dot{\sigma}_a}{2p}t^2+\frac{1}{p}\left(m\dot{\sigma}_a-\frac{q}{p}\dot{\sigma}_a\right)t \tag{2.1.180}$$

将式(2.1.178)代入式(2.1.180)得

$$\varepsilon=Ce^{-\frac{p}{q\dot{\sigma}_a}\sigma}+\frac{\sigma^2}{2p\dot{\sigma}_a}+\frac{1}{p}\left(m-\frac{q}{p}\right)\sigma \tag{2.1.181}$$

当 $\sigma=0$ 时，$\varepsilon=0$，$C=0$，代入式 (2.1.181) 得

$$\varepsilon=\frac{\sigma^2}{2p\dot{\sigma}_a}+\frac{1}{p}\left(m-\frac{q}{p}\right)\sigma \tag{2.1.182}$$

(4) 常应变速率控制加载　令 $\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_a$ 时，$\varepsilon=\dot{\varepsilon}_a t+C$，$t=0$ 时，$\varepsilon=0$，则 $C=0$，得

$$\varepsilon=\dot{\varepsilon}_a t \tag{2.1.183}$$

则式 (2.1.173) 变为

$$m\dot{\sigma}+\sigma=p\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.184}$$

解得

$$\sigma=Ce^{-\frac{1}{m}t}+p\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.185}$$

或

$$\sigma=Ce^{-\frac{\varepsilon}{m\dot{\varepsilon}_a}}+p\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.185'}$$

当 $\sigma=0$ 时，$\varepsilon=0$，$C=-p\dot{\varepsilon}_a$，所以

$$\sigma=p\dot{\varepsilon}_a(1-e^{-\frac{\varepsilon}{m\dot{\varepsilon}_a}}) \tag{2.1.186}$$

模型 M_4　本构方程

$$\sigma+m\dot{\sigma}+\gamma\ddot{\sigma}=p\dot{\varepsilon}+q\ddot{\varepsilon} \tag{2.1.187}$$

的解。

(1) 流变过程　$\sigma=\sigma_0$ 时，$\dot{\sigma}=0$，则式 (2.1.187) 变为

$$q\ddot{\varepsilon}+p\dot{\varepsilon}=\sigma_0 \tag{2.1.188}$$

解得

$$\varepsilon=Ce^{-\frac{p}{q}t}+\frac{\sigma_0}{p}t-\frac{q}{p^2}\sigma_0 \tag{2.1.189}$$

当 $t=0$ 时，$\varepsilon=0$，$C=\frac{q}{p^2}\sigma_0$，代入式 (2.1.189) 得

$$\varepsilon=\frac{\sigma_0}{p}t-\frac{q}{p^2}\sigma_0(1-e^{-\frac{p}{q}t}) \tag{2.1.190}$$

(2) 松弛过程　$\varepsilon=\varepsilon_0$，$\dot{\varepsilon}=0$，$\ddot{\varepsilon}=0$，代入式 (2.1.187) 得

$$\gamma\ddot{\sigma}+m\dot{\sigma}+\sigma=0 \tag{2.1.191}$$

解得

$$\sigma=C_1e^{x_1t}+C_2e^{x_2t} \tag{2.1.192}$$

$$x_1=\frac{1}{2\gamma}(-m+\sqrt{m^2-4\gamma})$$

$$x_2=\frac{1}{2\gamma}(-m-\sqrt{m^2-4\gamma})$$

当 $t=0$ 时，$\varepsilon=\varepsilon_0$，$\sigma=\varepsilon_0E$，$\dot{\sigma}=0$，求得

$$C_1=-\frac{\varepsilon_0E}{x_1-x_2}x_2,\quad C_2=\frac{\varepsilon_0E}{x_1-x_2}x_1$$

$$\sigma=\frac{\varepsilon_0E}{x_1-x_2}x_1e^{x_2t}-\frac{\varepsilon_0E}{x_1-x_2}x_2e^{x_1t} \tag{2.1.193}$$

(3) 常应力速率控制加载　$\dot{\sigma}=\dot{\sigma}_a$，$\sigma=\dot{\sigma}_a t+C$

若 $t=0$ 时，$\sigma=0$，则 $C=0$

$$\sigma=\dot{\sigma}_a t \tag{2.1.194}$$

代入式 (2.1.187) 得

$$q\ddot{\varepsilon} + p\dot{\varepsilon} = \dot{\sigma}_a t - m\dot{\sigma}_a \tag{2.1.195}$$

解得

$$\varepsilon = Ce^{-\frac{p}{q}t} + \frac{\dot{\sigma}_a}{2p}t^2 + \frac{m\dot{\sigma}_a}{p}t - \frac{\dot{\sigma}_a}{p^2}qt \tag{2.1.196}$$

当 $t = 0$ 时，$\sigma = 0$，$\varepsilon = 0$，$C = 0$，所以

$$\varepsilon = \frac{\dot{\sigma}_a}{2p}t^2 + \frac{m\dot{\sigma}_a}{p}t - \frac{\dot{\sigma}_a}{p^2}qt \tag{2.1.197}$$

或

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2}{2p\dot{\sigma}_a} + \left(\frac{m}{p} - \frac{q}{p^2}\right)\sigma \tag{2.1.198}$$

（4）常应变速率控制加载　　$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_a$，若 $t = 0$ 时，$\varepsilon = 0$，则 $\varepsilon = \dot{\varepsilon}_a t$，所以式 (2.1.187) 变为

$$\gamma\ddot{\sigma} + m\dot{\sigma} + \sigma = p\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.199}$$

解得

$$\sigma = C_1 e^{x_1 t} + C_2 e^{x_2 t} + p\dot{\varepsilon}_a \tag{2.1.200}$$

其中

$$x_{1,2} = \frac{1}{2\gamma}\left(-m \pm \sqrt{m^2 - 4\gamma}\right)$$

当 $t = 0$ 时，$\varepsilon = 0$，$\sigma = 0$，$\dot{\sigma} = 0$，得

$$\sigma = \frac{x_1 p\dot{\varepsilon}_a}{x_1 - x_2}e^{x_2 t} - \frac{x_2 p\dot{\varepsilon}_a}{x_1 - x_2}e^{x_1 t}$$

或

$$\sigma = \frac{x_1 p\dot{\varepsilon}_a}{x_1 - x_2}e^{\frac{\varepsilon}{\dot{\varepsilon}_a}x_2} - \frac{x_2 p\dot{\varepsilon}_a}{x_1 - x_2}e^{\frac{\varepsilon}{\dot{\varepsilon}_a}x_1} \tag{2.1.201}$$

6. 碎裂结构直立层状粘弹性岩体变形的本构规律

这类岩体在我国西南地区及北方一些中生代盆地是比较常见的。其地质模型示于图 2.1.37a。考虑到砂岩、粘土岩都具有弹性、粘性及节理闭合效应，这种地质模型可以抽象为图 2.1.37b—g 所示的物理模型和力学模型。兹将其本构方程分别讨论如下。

对于图 2.1.38 所示的模型，有

$$\sigma = \sigma_\eta + \sigma_b = \sigma_\eta + \sigma_j, \quad \sigma_b = \sigma_j \tag{2.1.202}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \varepsilon_j = \varepsilon_\eta \tag{2.1.203}$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_b + \dot{\varepsilon}_j = \dot{\varepsilon}_\eta \tag{2.1.204}$$

$$\sigma_\eta = \eta\dot{\varepsilon}_\eta = \eta\dot{\varepsilon} \tag{2.1.205}$$

$$\sigma_b = \sigma_j = \sigma - \sigma_\eta = \sigma - \eta\dot{\varepsilon} \tag{2.1.206}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \varepsilon_j = \frac{\sigma_b}{E_b} + \varepsilon_{jo}\left(1 - e^{-\frac{\sigma_\eta}{E\pi i_o}}\right)$$

$$= \frac{\sigma - \eta\dot{\varepsilon}}{E_b} + \varepsilon_{jo}\left(1 - e^{-\frac{\sigma - \eta\dot{\varepsilon}}{E\pi i_o}}\right) \tag{2.1.207}$$

或

$$E_b\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon} = \sigma + \varepsilon_{jo}E_b\left(1 - e^{-\frac{\sigma - \eta\dot{\varepsilon}}{E\pi i_o}}\right)$$

对于图 2.1.39 所示的模型，有

$$\sigma = \sigma_{j_1} = \sigma_\eta + \sigma_b, \quad \sigma_b = \sigma_{j_2} \tag{2.1.208}$$

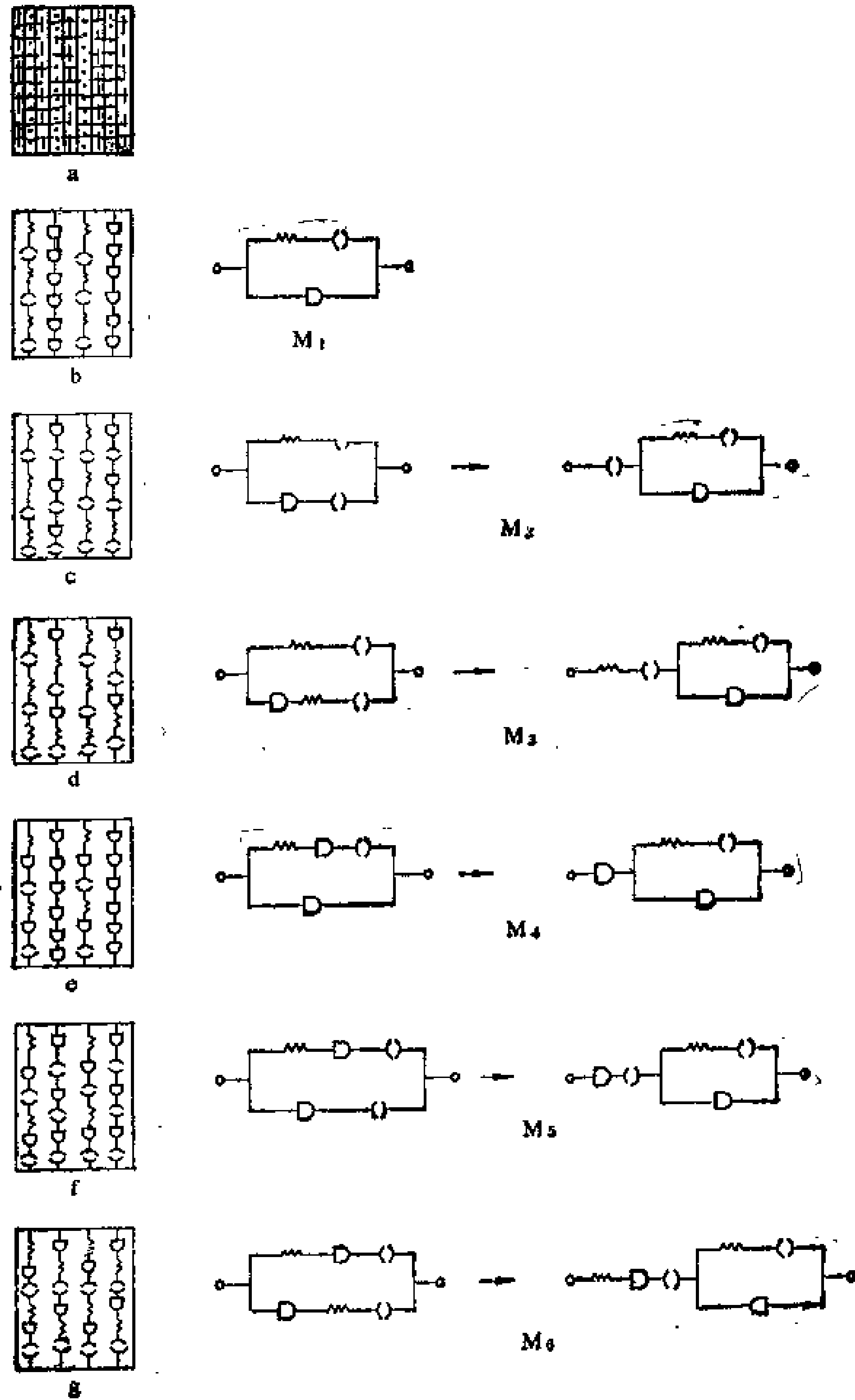


图 2.1.37　直立层状碎裂粘弹性岩体变形机制及规律

$$\varepsilon = \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{\eta},\quad \dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{j_1} + \dot{\varepsilon}_{\eta} \tag{2.1.209}$$

$$\varepsilon_{\eta} = \varepsilon_{b} + \varepsilon_{j_2} \tag{2.1.210}$$

$$\varepsilon_{j_1} = \varepsilon_{j_{1,0}}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\right) \tag{2.1.211}$$

$$\dot{\varepsilon}_{j_1} = \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}} \dot{\sigma} \tag{2.1.212}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta} = \frac{\sigma_{\eta}}{\eta} = \dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_{j_1} = \dot{\varepsilon} - \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}} \dot{\sigma} \tag{2.1.213}$$

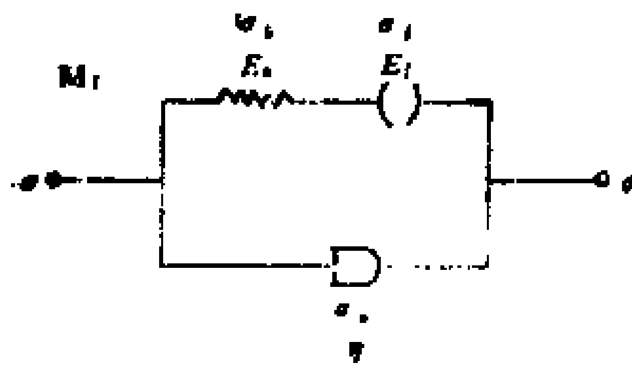


图 2.1.38　M₁ 的力学模型

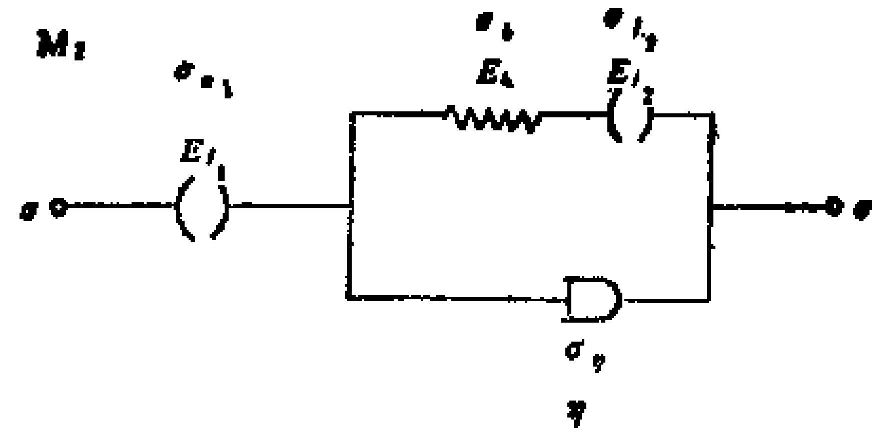


图 2.1.39　M₂ 的力学模型

$$\sigma_\eta = \eta\dot{\varepsilon} - \frac{\eta}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} \tag{2.1.214}$$

$$\sigma_{j_1} = \sigma_b = \sigma - \sigma_\eta = \sigma - \eta\dot{\varepsilon} + \frac{\eta}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} \tag{2.1.215}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_b + \varepsilon_{j_2} \tag{2.1.216}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon = {} & \varepsilon_{j_{1,0}}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\right) + \frac{1}{E_b}\left(\sigma - \eta\dot{\varepsilon} - \frac{\eta}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma}\right) \\ & + \varepsilon_{j_{2,0}}\left(1 - e^{\frac{1}{E_{j_2}\varepsilon_{j_{2,0}}}}\right)\left(\sigma - \eta\dot{\varepsilon} + \frac{\eta}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma}\right)\end{aligned} \tag{2.1.217}$$

对于图 2.1.40 所示的模型，有

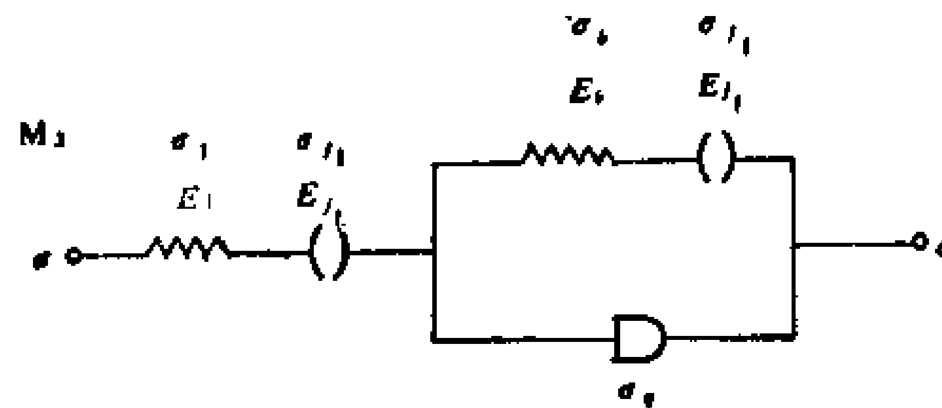


图 2.1.40　M₃ 的力学模型

$$\sigma = \sigma_1 = \sigma_{j_1} = \sigma_b + \sigma_\eta, \quad \sigma_b = \sigma_{j_2} \tag{2.1.218}$$

$$\left.\begin{aligned}&\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_\eta, \quad \varepsilon_\eta = \varepsilon - \varepsilon_1 - \varepsilon_{j_1} \\ &\dot{\varepsilon}_\eta = \dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_{j_1}\end{aligned}\right\} \tag{2.1.219}$$

$$\dot{\varepsilon}_\eta = \frac{\sigma_\eta}{\eta}, \quad \sigma_\eta = \eta\dot{\varepsilon}_\eta = \eta(\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_{j_1}) \tag{2.1.220}$$

$$\sigma_b = \sigma - \sigma_\eta = \sigma - \eta(\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_{j_1}) \tag{2.1.221}$$

根据力学模型得知

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_b + \varepsilon_{j_2} \tag{2.1.222}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon = {} & \frac{\sigma}{E_1} + \varepsilon_{j_{1,0}}\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\right) + \frac{1}{E_b}\left[\sigma - \eta\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{E_1} - \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}} \cdot \dot{\sigma}\right)\right] \\ & + \varepsilon_{j_{2,0}}\left[1 - \exp\frac{1}{E_{j_2}\varepsilon_{j_{2,0}}} \cdot \left(\sigma - \eta\dot{\varepsilon} - \eta\frac{\dot{\sigma}}{E_1} - \frac{\eta}{E_{j_1}}\exp\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}\right)\dot{\sigma}\right]\end{aligned} \tag{2.1.223}$$

对于图 2.1.41 所示的模型，有

$$\sigma = \sigma_{\eta_1} = \sigma_{\eta_2} + \sigma_b \tag{2.1.224}$$

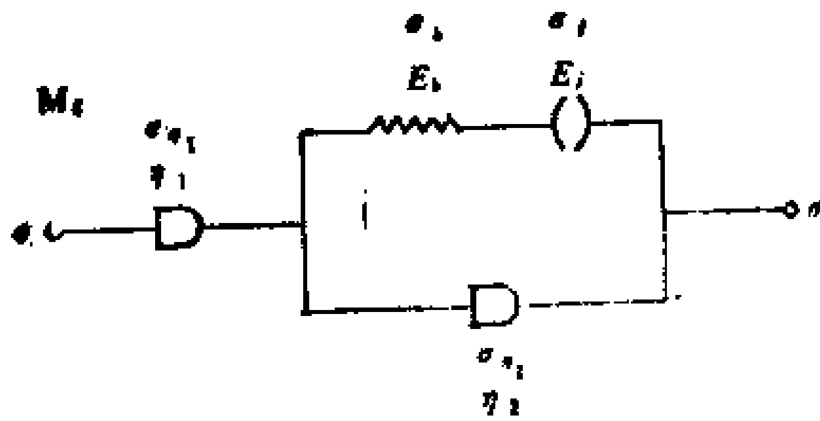


图 2.1.41　M_7 的力学模型

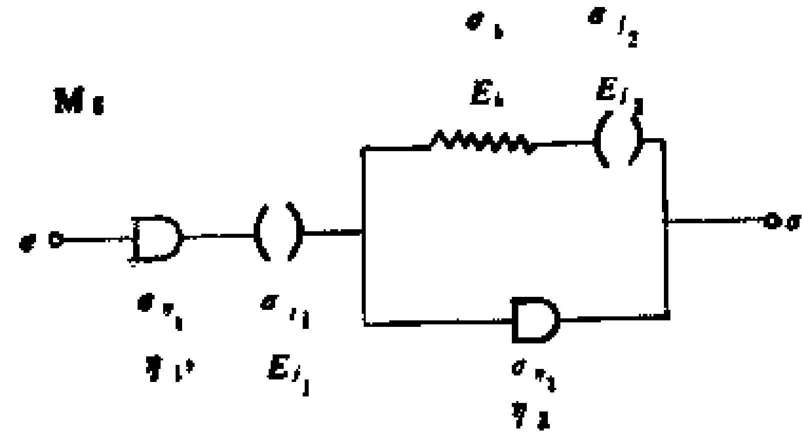


图 2.1.42　M_8 的力学模型

$$\sigma_b = \sigma_j \tag{2.1.225}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\eta_1} + \varepsilon_{\eta_2} \tag{2.1.226}$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\eta_1} + \dot{\varepsilon}_{\eta_2} \tag{2.1.227}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_1} = \frac{\sigma}{\eta_1} \tag{2.1.228}$$

将式 (2.1.228) 代入式 (2.1.227)，整理得

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_2} = \dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_1} = \frac{\sigma_{\eta_2}}{\eta_2} \tag{2.1.229}$$

或

$$\sigma_{\eta_2} = \eta_2\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_1}\right) \tag{2.1.230}$$

将式 (2.1.230) 代入式 (2.1.224)，(2.1.225)，得

$$\sigma_j = \sigma_b = \sigma - \sigma_{\eta_2} = \sigma - \eta_2\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_1}\right) \tag{2.1.231}$$

或

$$\dot{\sigma}_j = \dot{\sigma}_b = \dot{\sigma} - \eta_2\left(\ddot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{\eta_1}\right) \tag{2.1.232}$$

根据模型可以写出

$$\varepsilon = \varepsilon_{\eta_1} + \varepsilon_b + \varepsilon_j \tag{2.1.233}$$

或

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\eta_1} + \dot{\varepsilon}_b + \dot{\varepsilon}_j \tag{2.1.234}$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{\eta_1} + \frac{1}{E_b}\left[\dot{\sigma} - \eta_2\left(\ddot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_1}\right)\right] + \frac{1}{E_j} e^{-\frac{1}{E_j \varepsilon_{j0}}\cdot\left[\sigma - \eta_2\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_1}\right)\right]} \cdot \left[\dot{\sigma} - \eta\left(\ddot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{\eta}\right)\right] \tag{2.1.235}$$

对于图 2.1.42 所示的模型，我们有

$$\sigma = \sigma_{\eta_1} = \sigma_{j_1} = \sigma_b + \sigma_{\eta_2} \tag{2.1.236}$$

$$\sigma_b = \sigma_{j_2} \tag{2.1.237}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\eta_1} + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{\eta_2} \tag{2.1.238}$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\eta_1} + \dot{\varepsilon}_{j_1} + \dot{\varepsilon}_{\eta_2} \tag{2.1.239}$$

$$\varepsilon_{\eta_2} = \varepsilon_b + \varepsilon_{j_2} \tag{2.1.240}$$

已知

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_1} = \frac{\sigma}{\eta_1} \tag{2.1.241}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\eta_2} = \frac{\sigma_{\eta_2}}{\eta_2} \qquad (2.1.242)$$

$$\dot{\varepsilon}_{j_1} = \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}} \dot{\sigma} \qquad (2.1.243)$$

将式 (2.1.241), (2.1.242) 及 (2.1.243) 代入式 (2.1.239),整理得

$$\sigma_{\eta_2} = \eta_2\left(\dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\eta_1} - \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j,0}}} \dot{\sigma}\right) \qquad (2.1.244)$$

将上式代入式 (2.1.236), 得

$$\sigma_b = \sigma - \sigma_{\eta_2} = \sigma\left(1 + \frac{\eta_2}{\eta_1}\right) + \frac{\eta_2}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}} \dot{\sigma} - \eta_2\dot{\varepsilon} \qquad (2.1.245)$$

$$\dot{\sigma}_b = \dot{\sigma}\left(1 + \frac{\eta_2}{\eta_1}\right) - \frac{\eta_2}{E_{j_1}^2\varepsilon_{j_{1,0}}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}} \ddot{\sigma} - \eta_2\ddot{\varepsilon} \qquad (2.1.246)$$

由式 (2.1.237) 得知,

$$\dot{\sigma}_{j_2} = \dot{\sigma}_b \qquad (2.1.247)$$

根据图 2.1.42 又可以写出

$$\varepsilon = \varepsilon_{\eta_1} + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_b + \varepsilon_{j_2} \qquad (2.1.248)$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\eta_1} + \dot{\varepsilon}_{j_1} + \dot{\varepsilon}_b + \dot{\varepsilon}_{j_2} \qquad (2.1.249)$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma_{\eta_1}}{\eta_1} + \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma_{j_1}}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}} \dot{\sigma}_{j_1} + \frac{\dot{\sigma}_b}{E_b} + \frac{1}{E_{j_2}} e^{-\frac{\sigma_{j_2}}{E_{j_2}\varepsilon_{j_2,0}}} \dot{\sigma}_{j_2} \qquad (2.1.250)$$

将式 (2.1.241), (2.1.243), (2.1.246) 及 (2.1.247) 代入式 (2.1.250),得

$$\sigma - \frac{\eta_1}{E_b}\left(1 + \frac{\eta_2}{\eta_1}\right)\dot{\sigma} + \frac{\eta_1\eta_2}{E_b E_{j_1}^2 \varepsilon_{j_1,0}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}} \ddot{\sigma} + \frac{\eta_1\eta_2}{E_b}\ddot{\varepsilon}$$

$$= \frac{\eta_1}{E_{j_2}} e^{-\frac{1}{E_{j_2}\varepsilon_{j_2,0}}\cdot\left[\left(1+\frac{\eta_2}{\eta_1}\right)\sigma + \frac{\eta_2}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}}\dot{\sigma}\right]}$$

$$\cdot\left[\left(1 + \frac{\eta_2}{\eta_1}\right)\dot{\sigma} - \frac{\eta_2}{E_{j_1}^2\varepsilon_{j,0}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_1,0}}} \ddot{\sigma} - \eta_2\ddot{\varepsilon}\right] \qquad (2.1.251)$$

根据图 2.1.43 可以写出

$$\sigma = \sigma_1 = \sigma_{\eta_1} = \sigma_{j_1} = \sigma_2 + \sigma_{\eta_2} \qquad (2.1.252)$$

$$\sigma_2 = \sigma_{j_2} \qquad (2.1.253)$$

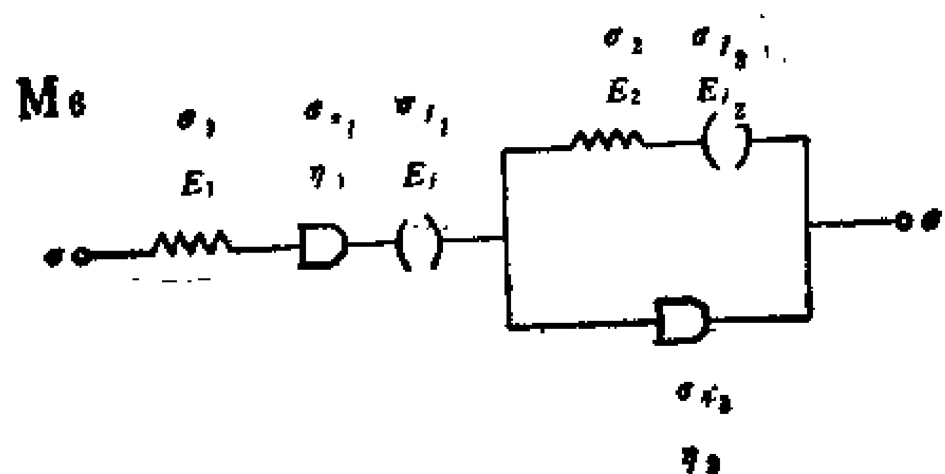


图 2.1.43　M_6 的力学模型

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_{\eta_1} + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{\eta_2} \tag{2.1.254}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_{\eta_1} + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_2 + \varepsilon_{j_2} \tag{2.1.255}$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_1 + \dot{\varepsilon}_{\eta_1} + \dot{\varepsilon}_{j_1} + \dot{\varepsilon}_2 + \dot{\varepsilon}_{j_2} \tag{2.1.256}$$

将式 (2.1.254) 对 t 微分,得

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_1 + \dot{\varepsilon}_{\eta_1} + \dot{\varepsilon}_{j_1} + \dot{\varepsilon}_{\eta_2} \tag{2.1.257}$$

将已知关系 $\dot{\varepsilon}_1$, $\dot{\varepsilon}_{\eta_1}$, $\dot{\varepsilon}_{j_1}$ 代入式 (2.1.257) 整理得

$$\sigma_{\eta_2} = \dot{\varepsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{E_1} - \frac{\sigma}{\eta_1} - \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} \tag{2.1.258}$$

将式 (2.1.258) 代入式 (2.1.252),得

$$\left.\begin{aligned} \sigma_2 &= \sigma - \sigma_{\eta_2} = \left(1 + \frac{1}{\eta_1}\right)\sigma + \frac{\dot{\sigma}}{E_1} + \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} - \dot{\varepsilon} \\ \sigma_{j_2} &= \sigma_2 = \left(1 + \frac{1}{\eta_1}\right)\sigma + \frac{\dot{\sigma}}{E_1} + \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} - \dot{\varepsilon} \end{aligned}\right\} \tag{2.1.259}$$

将所有已知关系代入式 (2.1.256),得

$$\begin{aligned} \frac{\ddot{\varepsilon}}{E_2} + \dot{\varepsilon} = & \frac{\dot{\sigma}}{E_1} + \frac{\sigma}{\eta_1} + \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} + \frac{1}{E_2}\left(1 + \frac{1}{\eta_1}\right)\sigma \\ & + \frac{\dot{\sigma}}{E_1 E_2} + \frac{1}{E_2 E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} + \frac{1}{E_{j_2}} e^{-\frac{1}{E_{j_2}\varepsilon_{j_{2,0}}}} \\ & \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{\eta_1}\right)\sigma + \frac{\dot{\sigma}}{E_1} + \frac{1}{E_{j_1}} e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\dot{\sigma} - \ddot{\varepsilon}\right] \\ & \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{\eta_1}\dot{\sigma} + \frac{\ddot{\sigma}}{E_1} - \frac{1}{E_{j_1}^2 \varepsilon_{j_{1,0}}} \cdot e^{-\frac{\sigma}{E_{j_1}\varepsilon_{j_{1,0}}}}\ddot{\sigma} - \ddot{\varepsilon}\right)\right] \end{aligned} \tag{2.1.260}$$

关于这六类本构方程在不同加载条件下的应力-应变相关基本方程的解比较复杂,故从略。

7. 岩体材料变形曲线结构

上面我们从理论上研究了岩体变形本构规律。实际上，我们很难如此详细地鉴别出它究竟应遵循哪一种本构规律，而常常是根据经验及试验曲线做一些判据来确定其力学模型和本构规律。为此，对变形曲线一般规律或结构有些了解是十分必要的。现在我们来讨论这个问题。

关于这个问题已有不少研究，L. Müller（1974）根据 28 类岩石进行综合系统试验的结果,将单轴应力-应变曲线划分为如图 2.1.44 所示的六种类型，并对各种结构曲线特征的物理本质作了解释。长江水利水电科学研究院李迪[1]（1979）对九个水电工程而开展的四种变形试验曲线分析。将岩体变形曲线归纳为如图 2.1.45 所示的五种基本类型[1],并认为：类型 I. 直线型属于弹性型；类型 II. 向上凹型属于包含有结构面岩体变形特征；类型 III. 向下凹型属于岩体具有层理、裂隙且随深度增加而岩体的刚度减弱的特征；类型 IV. 长尾型属于岩体表层裂隙在低压时很快被压密的表现；类型 V. 陡坎型是由于初始地

1）应用岩体力学，长江水利水电科学研究院印刷，1979。

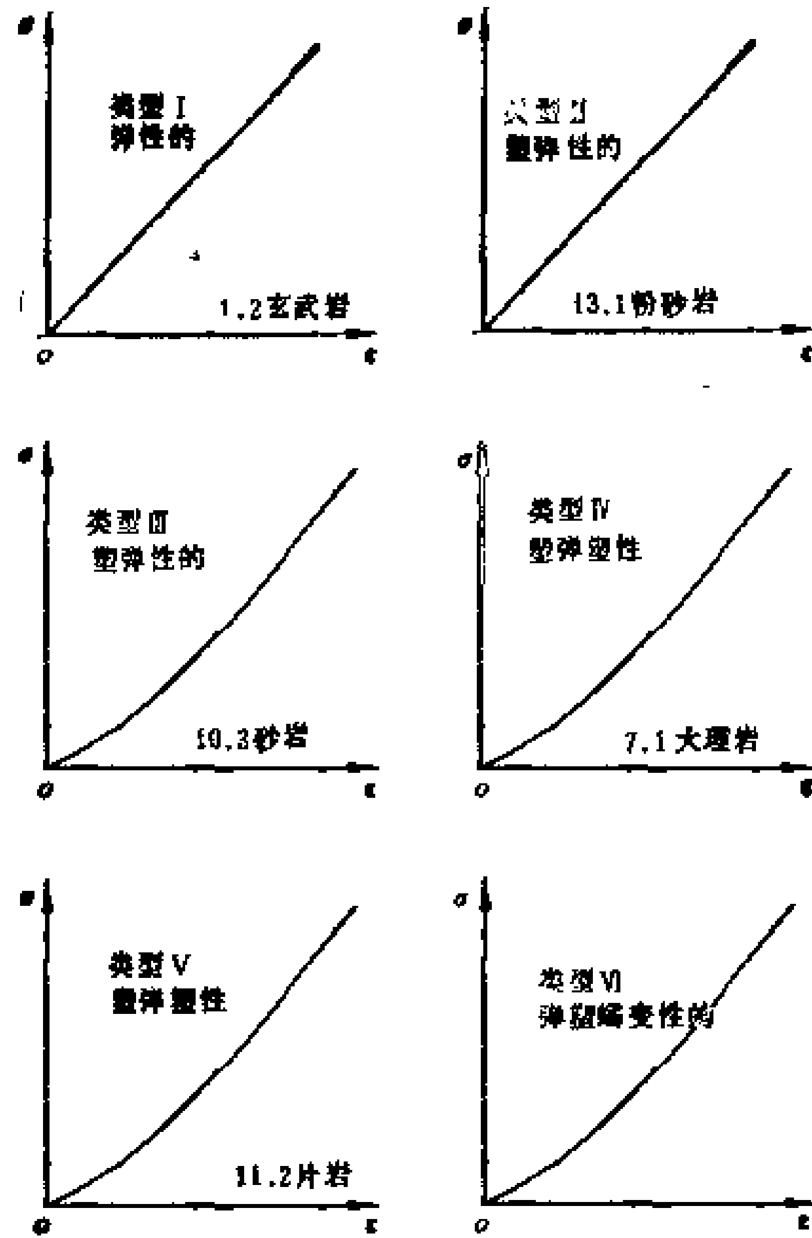


图 2.1.44 单轴压下直至破坏的典型应力-应变曲线

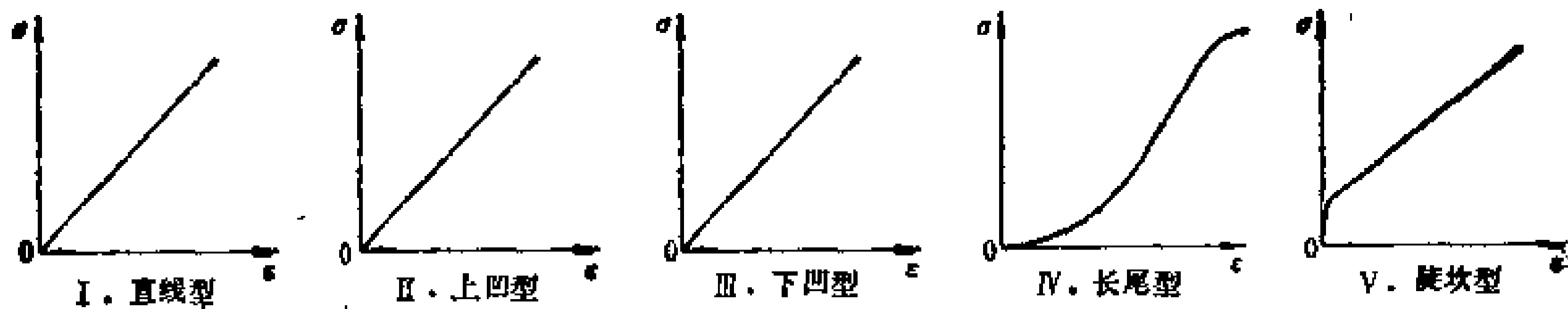


图 2.1.45 压力-变形曲线基本类型
（李迪，1979）

应力、冻结应力或初始结构强度等原因形成的。当然还可以举一些。如二滩坝址就见到过五种类型（图 2.1.46）。关于这五种类型变形机制众说不一。如果对著者在上面讨论中遇到的变形曲线简单归纳一下，不难看到有如下四种类型。这四种结构曲线实际上是由岩石弹性变形、岩石粘性变形及结构面闭合变形三种成分组合而成的（图 2.1.47）。这种曲线的特

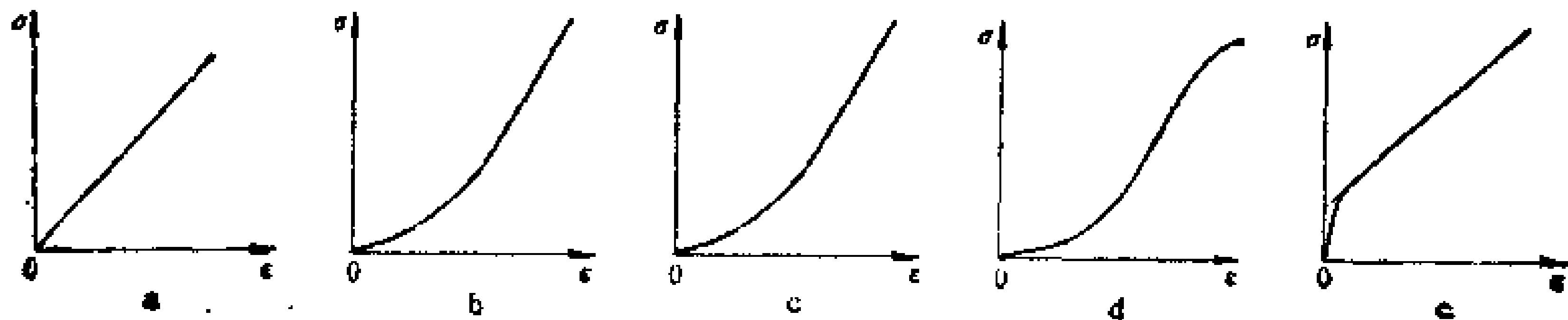


图 2.1.46 二滩坝址岩体力学试验中见到的变形曲线

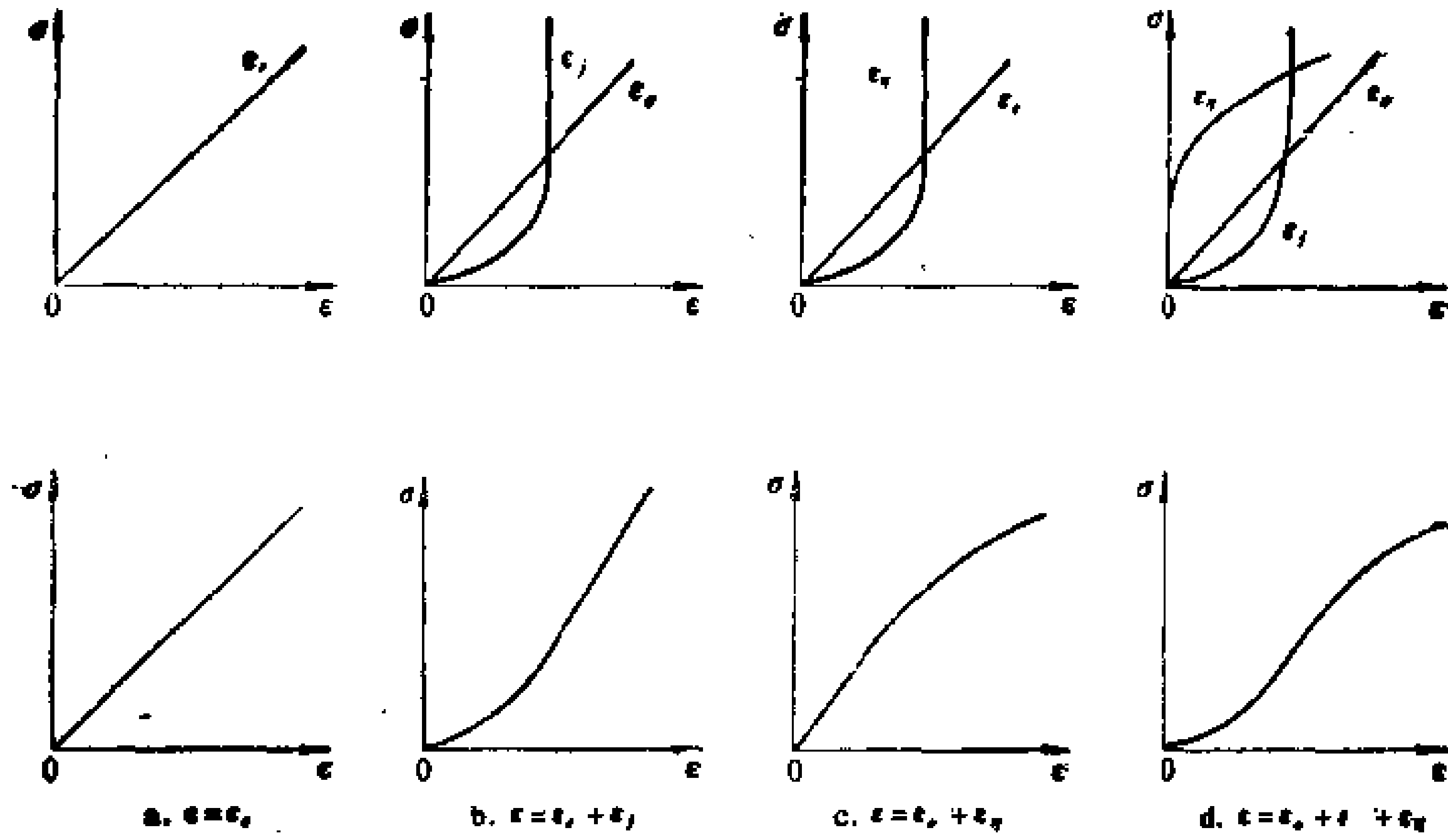


图 2.1.47 岩体应力-应变曲线典型结构类型

性是：

(a) 弹性的

$$\varepsilon = \frac{1}{E_b}\sigma$$

它是结构面不发育的坚硬岩块的特征应力-应变曲线。加载方式及控制对变形曲线特征

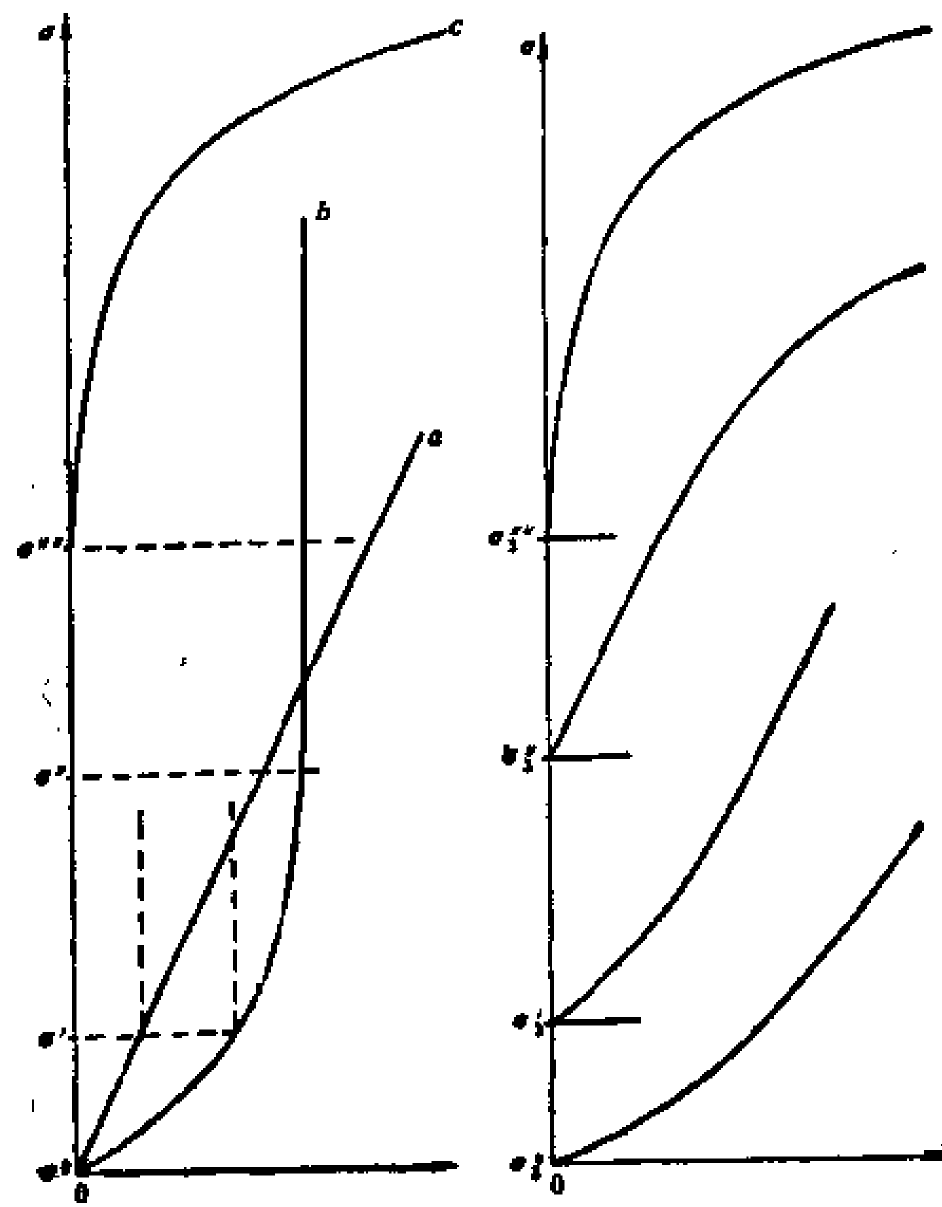


图 2.1.48 地应力对岩体变形曲线影响分析

没有影响。可以用虎克方程描述其应力-应变关系。

(b) 闭合弹性的

$$\varepsilon = \frac{1}{E_b}\sigma + \varepsilon_{i_0}(1 - e^{-\frac{\sigma}{E_i}})$$

它是碎裂结构和结构面比较发育的完整结构坚硬岩体的典型应力-应变曲线。 加载方式和加载控制对变形曲线特征没有影响。不能用虎克方程描述其应力-应变关系。应该采用由结构体弹性模量 E 及结构面闭合模量 E_i 所控制的本构方程来描述其应力-应变关系。

(c) 粘弹性的　　它是结构面不发育或比较软的岩体的典型应力-应变曲线。 加载控制和加载方式对岩体变形特征影响较大。岩体力学试验中必须慎重地处理加载方式和加载控制问题。

(d) 闭合粘弹性的　　它是碎裂结构面比较发育的比较软的岩体的典型应力-应变曲线。 加载方式、加载控制以及最大荷载对变形曲线特征有较大的影响。 在进行岩体力学试验研究时，必须慎重处理加载方式和加载控制问题。

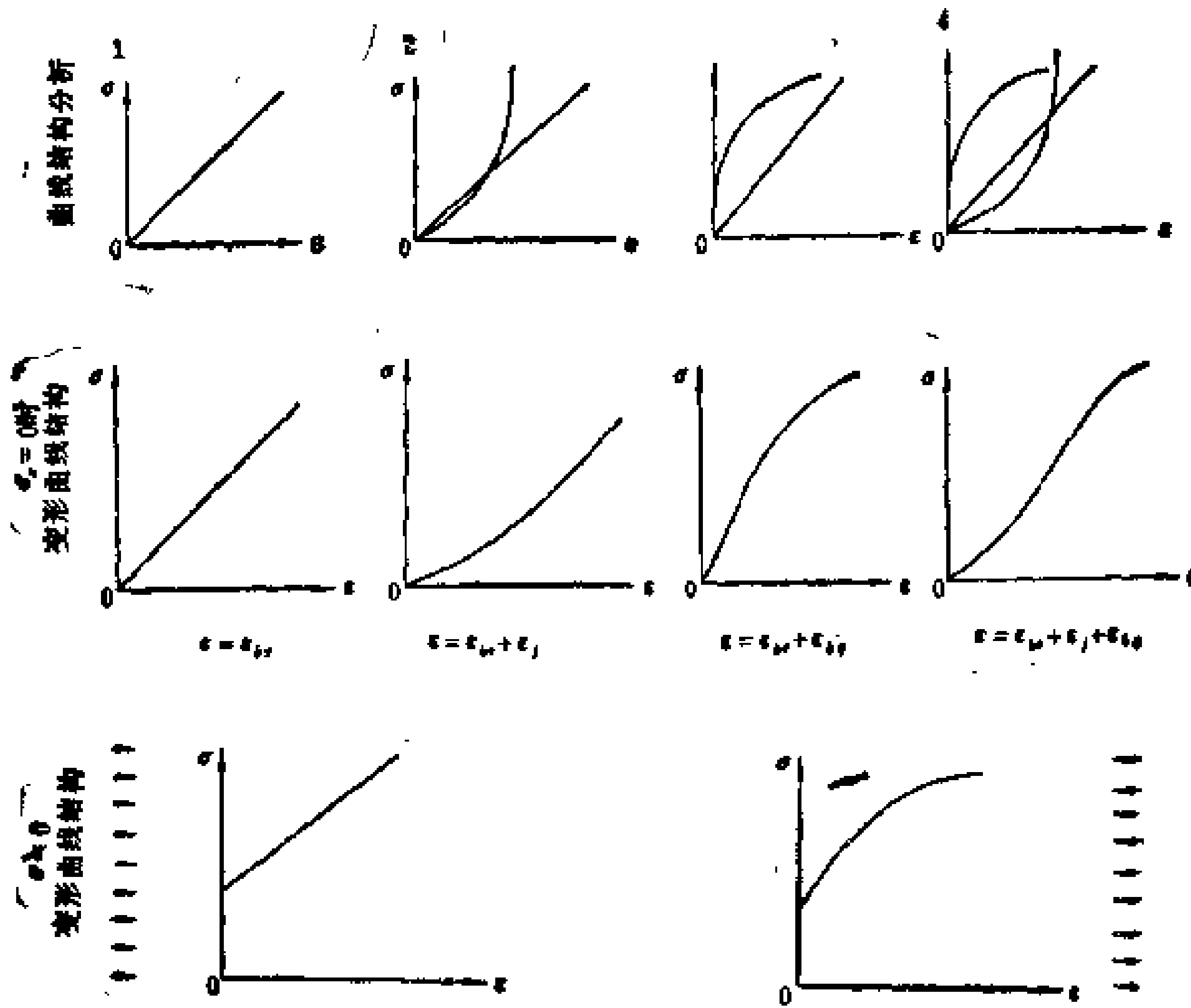


图 2.1.49　轴向压作用下岩体变形曲线

关于图 2.1.45 及 2.1.46 中第五种曲线，即台阶式曲线结构成分，著者认为是地应力的效应，是岩石内含有冻结应力或较高的初始地应力所致。这一现象可以用图 2.1.48 作出解释。图 2.1.48 中曲线 a 系岩石弹性变形成分贡献；b 系岩体中结构面闭合曲线；c 为岩石粘性贡献。如果初始地应力分别为 σ'，σ''，σ''' 或者岩石处于 σ'，σ''，σ''' 环境应力条件下时，则在压力作用下其变形曲线将变为图 2.1.48 右半边所示的曲线结构。有限元分析也得到类似的结果。综合上面的分析，显然可以归纳出如图 2.1.49 所示的六种在单轴压作用直至破坏岩体应力-应变曲线。其中前四种是岩体无初始地应力条件下的变形特性，后二者是高地应力或初始地应力的显示。

（五）结构变形型岩体变形基本规律

前面著者明确地指出过，岩体变形由两部分组成，即①材料变形；②结构变形。上面讨论了材料变形型岩体变形基本规律，现在来讨论结构变形型岩体变形基本规律。

岩体结构变形包括四种基本机制：

① 沿软弱结构面滑移变形；

② 软弱夹层挤出变形；

③ 结构体滚动变形；

④ 板状结构体弯曲变形。

应当指出，到目前为止对岩体变形的研究还仅限于材料变形观念范畴之内。而对岩体变形研究具有重要意义的结构变形部分还研究得很少。对岩体结构变形研究的意义，不仅限于对岩体变形量的估算，而且更重要的是对最近发展起来的变形监测资料反分析结果的真实性的评价有指导意义。实际岩体的变形包括材料变形及结构变形两部分。而在利用监测资料反分析岩体力学参数及地应力时，则不考虑结构变形，仅作为材料变形模型考虑，从“黑箱”模型概念出发进行分析计算。显然，在结构变形占主导变形成分的情况下，其误差是非常巨大的，而实际上是错误的。如一个粘土岩隧道，按材料力学模型计算得最大收敛变形为 3.9cm，而实际变形观测结果为 35cm。原因在于洞壁在切向力作用下产生板裂化，板裂体在回弹力作用下产生弯曲内鼓变形，其量达材料变形量的 10 倍。显然，这是不容忽视的一个部分。下面只能从机制上作简要的讨论。

1. 软弱结构面滑移变形

如表 2.1.1 所示，这是块裂结构岩体的主要变形，且多以流动变形方式出现。

软弱结构面流动变形法则与材料流动变形法则不同，它不能用应变速率表征，而应该采用变形速率 $\dot{u}$ 来表示。图 2.1.50 为软弱结构面流动变形曲线。图 2.1.50a 为流动变形过程曲线。图 2.1.50b 为根据图 2.1.50a 所求得的变形速率 $\dot{u}$，与作用力 σ_t 之间的关系曲线，据此，可求得常速流动变形阶段的变形本构方程为

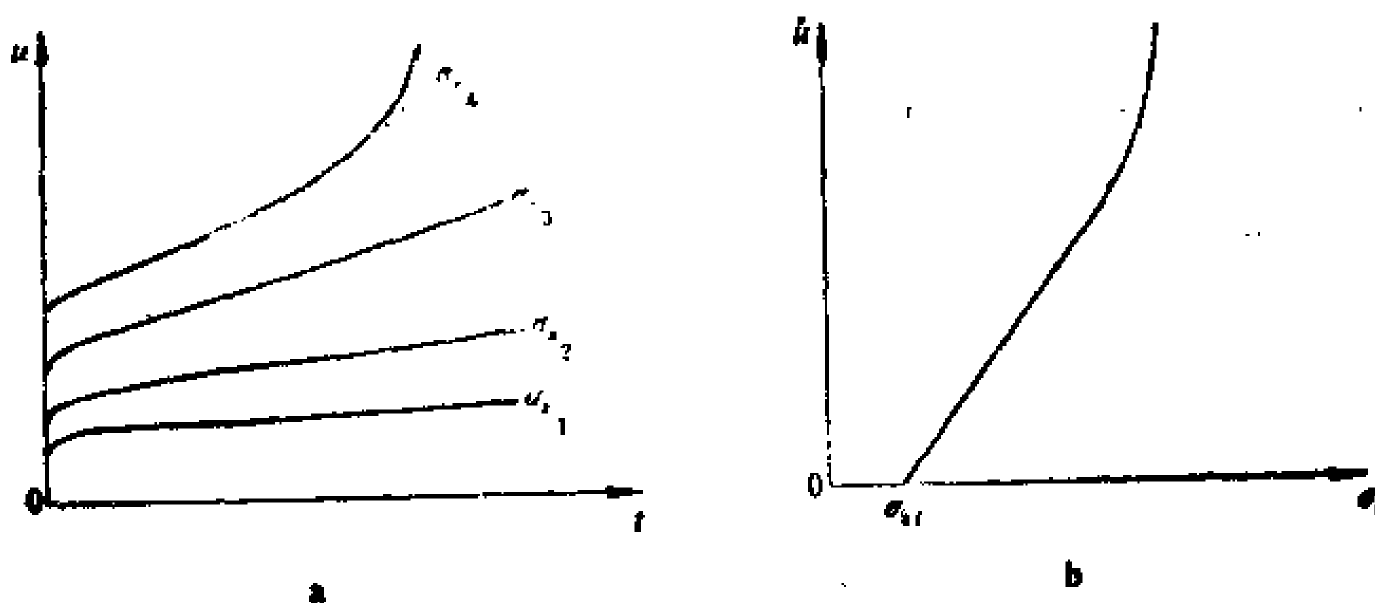


图 2.1.50　软弱结构面剪切流动变形曲线

a. 剪变形过程曲线；b. 剪变形速率与作用力关系

$$\dot{u}_s = \frac{1}{\eta_k}(\sigma_s - \sigma_{si}) \tag{2.1.261}$$

式中 η_k 为粘滞刚度系数；σ_{si} 为流动变形起始剪应力。因为块体在滑动过程中可以假定不变形，故式 2.1.261 为单值函数，且可积。故对式 (2.1.261) 积分，利用 $t = 0$，$u = 0$ 的初始条件，求得

$$u_s = \frac{1}{\eta_k}(\sigma_s - \sigma_{si})t \tag{2.1.262}$$

式 (2.1.262) 为变形未进入破坏阶段的大变形计算公式。当变形发展到破坏阶段时，即变形进入加速变形阶段时，上式便不适用。

2. 软弱夹层压缩挤出变形

这类变形在地基、边坡、地下洞室工程内都存在。应当注意，许多情况下这一课题是空间课题，为了简化计算，故作为平面课题来讨论。其力学模型如图 2.1.51 所示。取岩体临空面作为坐标原点。根据图 2.1.51 力学模型，可以写出

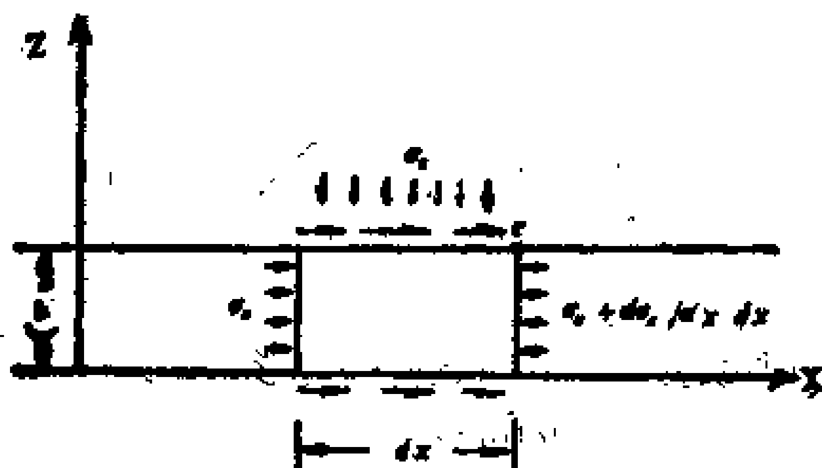


图 2.1.51 软弱夹层压缩挤出力学模型

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = \frac{2\tau}{h} \tag{2.1.263}$$

$$\tau = f\sigma_z + C \tag{2.1.264}$$

则式 (2.1.263) 变为

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = \frac{2(f\sigma_z + C)}{h} \tag{2.1.265}$$

式 (2.1.265) 便是软弱夹层稳定条件。式中 h 为变形稳定后夹层厚度。则压缩变形为 Δh

$$\Delta h = h_t - h \tag{2.1.266}$$

式中 h_t 为软弱夹层原始厚度。当式 (2.1.265) 中 σ_z 与 σ_x 关系已知时，便可定解。

3. 块状结构体转动变形

块状结构体受力作用常产生转动，在转动过程中伴随着产生变形。结构体转动系在剪力作用下产生的，在剪力作用下产生的变形超过其稳定条件时便发生转动，导致岩体破坏。但岩体在发生转动之前，首先产生变形。现在来讨论这种变形机制及规律。这个问题 R. E. Goodman (1976) 曾研究过。其力学模型示于图 2.1.52。

设结构体形状为六面体。令

$$\delta = \mathrm{tg}^{-1}\frac{a}{b} \tag{2.1.267}$$

式中 δ 称为翻转角。

现在对岩体施加一个推力 T 及法向力 N。

$$T < (N\mathrm{tg}\phi_j + CF) \tag{2.1.268}$$

时，不产生滑动，而沿着结构体的一条棱产生转动。一旦转动时，平行六面体则产生剪切角 γ 的变形，则

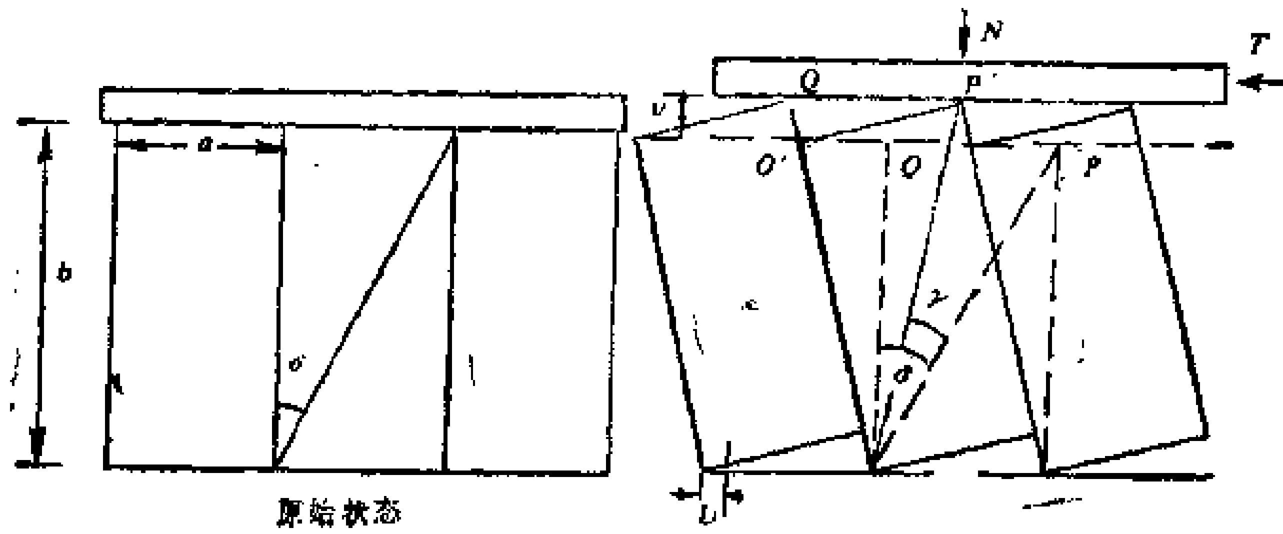


图 2.1.52 结构体转动变形力学模型

$$\gamma = \frac{u}{b} \tag{2.1.269}$$

转动变形系沿圆心 O,以 $\overline{OP}$ 为半径作弧形移动。其轨迹方程为

$$(a-u)^2+(b+v)^2 = a^2+b^2 \tag{2.1.270}$$

式中 u 及 v 为 PP' 位移的水平和垂直分量。垂直位移 v 为

$$v = \sqrt{b^2+2au-u^2}-b \tag{2.1.271}$$

如转化为应变表示时,

$$\varepsilon_y = \frac{v}{b} = \sqrt{1+2\operatorname{tg}\delta\operatorname{tg}\gamma-\operatorname{tg}\gamma}-1 \tag{2.1.272}$$

又

$$u_t = P'Q''-PQ = \frac{a}{\cos\gamma}-a \tag{2.1.273}$$

则

$$\varepsilon_x = \frac{u_t}{a} = \frac{1}{\cos\gamma}-1 \tag{2.1.274}$$

对任一点的水平位移

$$u_t = \varepsilon_x x \tag{2.1.275}$$

则沿结构面方向平行位移 u_n 为

$$u_n = u+u_t \tag{2.1.276}$$

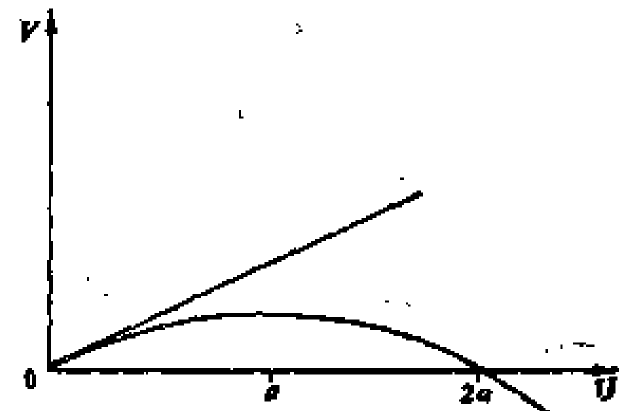


图 2.1.53 结构体转动变形垂直分量与水平分量关系

根据式(2.1.270)和(2.1.271)可知,在转动过程中,除产生平行位移外,尚产生垂直位移。它们的关系可以用图 2.1.53 表示。这种关系类似扩容。

4. 板状结构体弯曲变形

板状结构体受力作用时产生横向弯曲变形和纵向缩短变形,可以用材料力学方法求解,亦可用结构力学中能量平衡法分析。现在假定在地应力作用下未破坏前的板状结构体具有一定的连续性。这个问题可以概括为三种力学模型。如图 2.1.54 所示:

① 梁弯曲变形;

② 板柱弯曲变形;

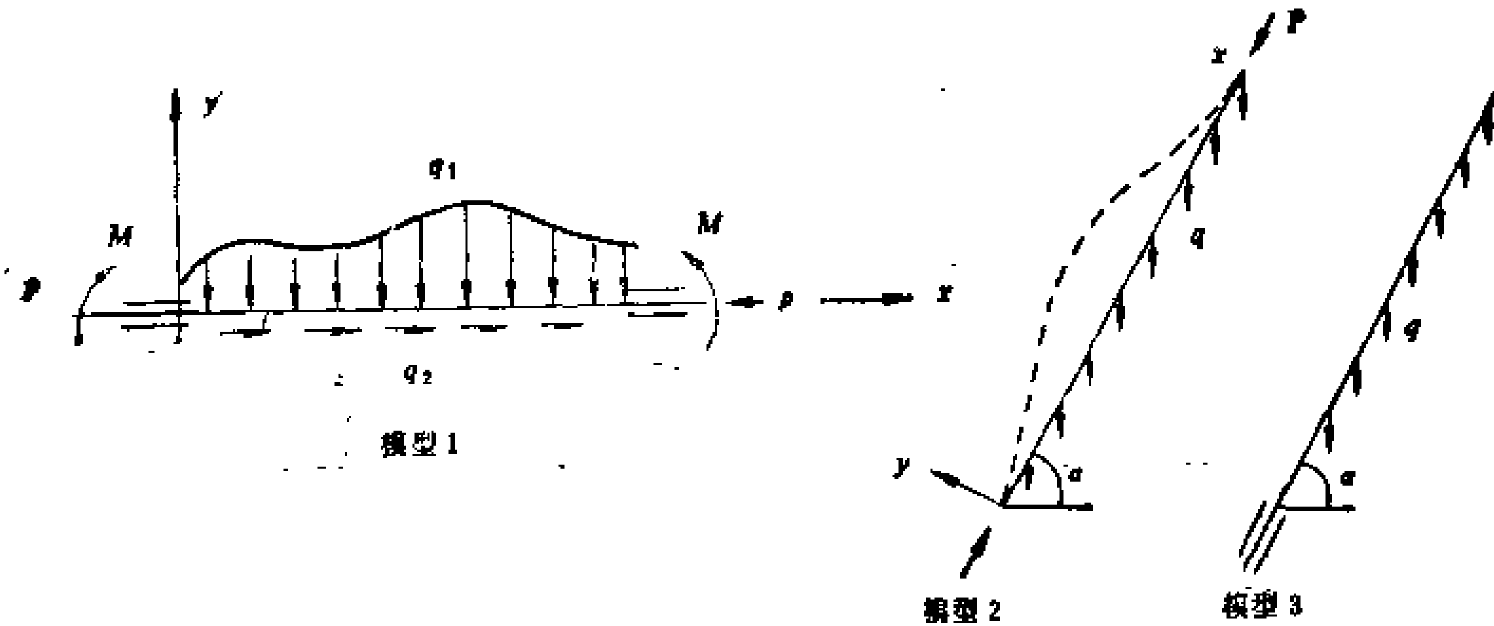


图 2.1.54　板裂体结构变形力学模型

模型 1．梁弯曲变形模型；模型 2．板柱弯曲变形模型；模型 3．悬臂梁变形模型

③ 悬臂梁弯曲变形。

这三种力学模型在材料力学及结构力学中已经讨论过。对公式来源不加推导，直接抄录如下。

模型 1. 变形方程为

$$\frac{d^2}{dx^2}\left(EI\frac{d^2y}{dx^2}\right)+(P\pm q_2x)\frac{d^2y}{dx^2}+q_1\frac{dy}{dx}=-q_1 \tag{2.1.277}$$

且

$$\frac{dy}{dx}=\phi,\quad EI\frac{d^2y}{dx^2}=\bar{M} \tag{2.1.278}$$

式 (2.1.277) 和 (2.1.278) 即为在横向荷载、轴向荷载及分布荷载联合作用下梁弯曲变形的基本方程。当载荷函数一定时，便可求解变形 y。

模型 2. 用能量法求得的基本变形方程为

$$\frac{1}{2}\int_0^l EI(y'')^2dx+\int_0^l qy\cos\alpha dx=\frac{1}{2}\int_0^l P(y')^2dx$$
$$+\frac{1}{2}q\sin\alpha\int_0^l(l-x)(y')^2dx \tag{2.1.279}$$

轴向缩短变形 Δ 为

$$\Delta=\frac{1}{2}\int_0^l(y')^2dx \tag{2.1.280}$$

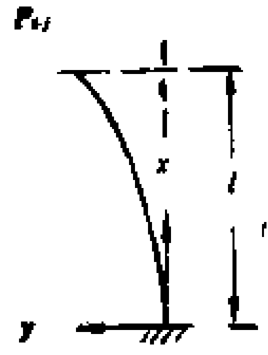
式 (2.1.279) 及 (2.1.280) 中 y 为梁板弯曲变形的曲线方程，或称为弹性曲线方程。下面列出几种板柱弯曲变形弹性曲线方程，供读者应用参考。

几种常见的板柱变形弹性曲线



a) $y=a_1\sin\frac{\pi x}{l}+a_2\sin\frac{2\pi x}{l}+a_3\sin\frac{3\pi x}{l}+\cdots$ (2.1.281)

b) $y=a_1x(l-x)+a_2x^2(l-x)+a_3x(l-x)^2+a_4x^2(l-x)^2+\cdots$ (2.1.282)



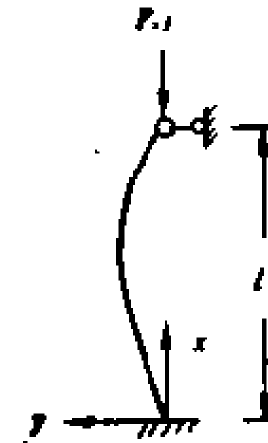
$$\text{a)}\ y = a_1\left(1-\cos\frac{\pi x}{2l}\right) + a_2\left(1-\cos\frac{3\pi x}{2l}\right) + a_3\left(1-\cos\frac{5\pi x}{2l}\right) + \cdots \tag{2.1.283}$$

$$\text{b)}\ y = a_1\left(x^2-\frac{x^4}{6l^2}\right) + a_2\left(x^6-\frac{15}{28l^2}x^8\right) + \cdots \tag{2.1.284}$$

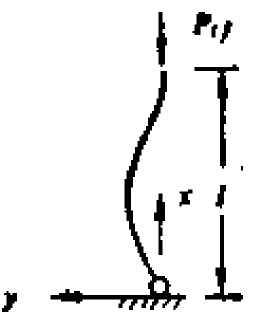


$$\text{a)}\ y = a_1\left(1-\cos\frac{2\pi x}{l}\right) + a_2\left(1-\cos\frac{6\pi x}{l}\right) + a_3\left(1-\cos\frac{10\pi x}{l}\right) + \cdots \tag{2.1.285}$$

$$\text{b)}\ y = a_1x^2(l-x)^2 + a_2x^3(l-x)^3 + \cdots \tag{2.1.286}$$



$$y = ax^2(l-x) + a_2x^3(l-x) + \cdots \tag{2.1.287}$$



$$y = a_1(l-x)^2x + a_2(l-x)^3x + \cdots \tag{2.1.288}$$

模型 3. 悬臂梁模型　　其变形方程为

$$EI\frac{d^2y}{dx^2} = M \tag{2.1.289}$$

当载荷已知时，上式便可求解。

（六）岩体变形综合分析

以上分析表明，岩体变形不是简单的材料变形，而是由材料变形和结构变形两部分组成，即

$$u = u_m + u_s \tag{2.1.1}$$

式中材料变形 u_m 包括：

① 结构体弹性变形 u_e；

② 结构体流动变形 u_η；

③ 结构面闭合变形 u_j；

④ 结构面错动变形 u_{dis}。

式中岩体结构变形 u_s 包括：

① 结构面滑动变形 u_{sl}；

② 结构体滚动变形 u_t；

③ 软弱夹层挤出变形 u_c；

④ 板柱体弯曲变形 u_{sb}。

则岩体综合变形为

$$u = u_e + u_\eta + u_j + u_{dis} + u_{sl} + u_t + u_c + u_{sb} \tag{2.1.4}$$

上式表明，岩体变形是比较复杂的，它需要进行比较复杂的计算分析。总的来说，它由两部分组成，即 u_e，u_η，u_j，u_{dis} 可以采用连续介质力学方法来分析，而 u_{sl}，u_t，u_c，u_{sb} 不能用连续介质力学方法来分析，而应该采用结构力学方法分析计算。这种分析必须给出与岩体实际相符的力学模型才能奏效。

为了进一步说明上述概念，兹举一实例说明。

如一圆拱直墙地下洞室，跨度为 30m，边墙高 40m，初始地应力场 $P_0 = 20\text{MPa}$。岩体内发育有陡倾角节理，$\alpha_1 = 2°$，$\alpha_2 = 88°$，节理间距为 100cm。弹性模量 $E = 4.0 \times 10^4\text{MPa}$，$\mu = 0.25$。结构面闭合模量 $E_j = 0.18 \times 10^4\text{MPa}$，$\varepsilon_{j0} = 39 \times 10^{-4}$。求边墙内鼓最大变形。

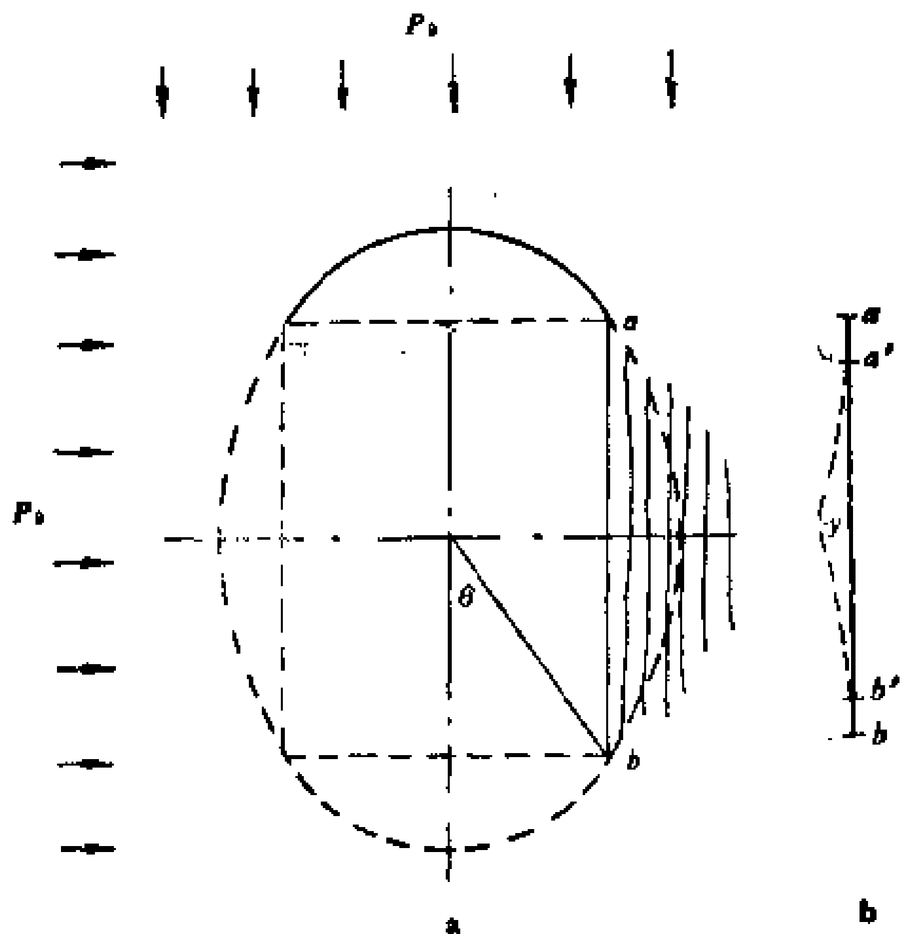


图 2.1.55 计算洞室结构

a. 洞室材料变形计算力学模型；b. 洞体板裂化结构体变形计算力学模型

解：如图 2.1.55 所示，该地下洞室为门洞室结构，可以近似地作为椭圆形洞室处理。令 $C = 20\text{m}$，得椭圆长半径 $a = 29\text{m}$，短半径 $b = 21\text{m}$。椭圆形洞室周边切向应力

$$\sigma_\theta = \frac{2abP_0}{(a^2 + b^2)\sin^2\theta + b^2} \tag{2.1.290}$$

1）岩石材料变形　近似地作圆形洞室计算

$$u_e = r\varepsilon_\theta = \frac{1-\mu^2}{E}\left[\Delta\sigma_\theta - \frac{\mu}{1-\mu}\Delta\sigma_r\right] \tag{2.1.291}$$

在洞壁处 $r = b$, $\sin\theta = 1$,

$$\sigma_\theta = \frac{2b}{a}p_0 \tag{2.1.292}$$

$$\Delta\sigma_\theta = \sigma_\theta - p_0 = \left(\frac{2b}{a} - 1\right)p_0 \tag{2.1.293}$$

$$\Delta\sigma_r = -p_0 \tag{2.1.294}$$

得

$$u_r = \frac{1-\mu^2}{E}\left[\frac{2b-a}{a} + \frac{\mu}{1-\mu}\right]p_0 = 0.77\text{cm}$$

2）结构面回弹变形

$$u_j = \varepsilon_{jo}b\left[1 - \exp\left(\frac{-p_0}{E_j\varepsilon_{jo}}\right)\right]\exp\left(\frac{-p_0}{E_j\varepsilon_{jo}}\right) = 3.24\text{cm}$$

岩体材料变形

$$u_m = u_r + u_j \doteq 4\text{cm}$$

3）结构变形　因边墙岩体被节理切割和挖卸荷作用而开裂成板裂体，其细长比为40，故比较容易产生横向弯曲变形。如图2.1.55b所示，在拱脚 a 处 σ_θ 作用下，洞顶岩体产生回弹变形 δ 对板裂体加压而使其产生纵向缩短，从而导致板裂体产生横向弯曲。板裂体产生的轴向缩短变形 Δ 将与岩石回弹变形 δ 相等，即

$$\Delta = \delta \tag{2.1.295}$$

应当注意，洞顶岩体产生的对板裂体加压的回弹变形，并不等于在 $\sigma_\theta - p_0 = \Delta\sigma_\theta$ 卸荷作用下产生的回弹变形量，而是由 $\sigma_\theta - p_0 = \Delta\sigma_\theta$ 与作用于板裂体上的力 σ_0 之差的贡献，即

$$\delta = \frac{1}{E}[\Delta\sigma_\theta - \sigma_0] \tag{2.1.296}$$

板裂体轴向缩短变形

$$\Delta = \frac{1}{2}\int_0^l (y')^2 dx \tag{2.1.297}$$

$$y = a\left(1 - \cos\frac{2\pi x}{l}\right) \tag{2.1.298}$$

$$y' = \frac{2\pi a}{l}\sin\frac{2\pi x}{l} \tag{2.1.299}$$

$$\Delta = \frac{1}{2}\int_0^l \frac{4\pi^2 a^2}{l^2}\sin^2\frac{2\pi x}{l}dx = \frac{\pi^2 a^2}{l} \tag{2.1.300}$$

式中

$$a = \frac{2ql^4}{8EI\pi^2 - 2A\sigma_0\pi^2 l^2} \tag{2.1.301}$$

式中 A 为板裂体截面积，则

$$\Delta = \frac{\pi^2}{l}\left(\frac{2ql^4}{8EI\pi^2 - 2A\sigma_0\pi^2 l^2}\right)^2 = \frac{q^2 l^7}{(4EI - A\sigma_0 l^2)^2\pi^2} \tag{2.1.302}$$

而拱脚处

$$\sin\theta = \frac{15}{\sqrt{30^2 + 15^2}} = 0.6$$

$$\sigma_\theta = \frac{2abP_s}{0.6(a^2 + b^2) - b^2} = 74\text{MPa}$$

$$\delta = \frac{1}{E}[(\sigma_\theta - P_s) - \sigma_s] = \frac{1}{E}[54 - \sigma_s] \qquad (2.1.303)$$

令 $\Delta = \delta$，得

$$\frac{1}{E}[54 - \sigma_0] = \frac{q^2 l^7}{(4EI - A\sigma_0 l^2)^2 \pi^2} \qquad (2.1.304)$$

将 $E = 4\times10^4$MPa，$l = 4{,}000$cm；取 $b = 100$cm，$A = 10{,}000\text{cm}^2$，$I = \frac{50^4}{12}$，$q = 0.026$ MPa，代入式(2.1.304)，得

$$\frac{1}{4\times10^4}[54 - \sigma_0]$$

$$= \frac{(0.026)^2 \times (4{,}000)^7}{\left(4\times4\times10^4\times100\times\frac{(100)^3}{12} - 1\times10^4\times(4{,}000)^2\sigma_0\right)^2 \pi^2}$$

整理后，构筑成函数

$$F = 5{,}040 + 828\sigma_0 - 70\sigma_0^2 + \sigma_0^3$$

用试算法求得 $\sigma_0 \doteq 22.5$MPa，代入式(2.1.301)得

$$a = \frac{2\times0.026\times(4{,}000)^4}{\left[8\times4\times10^4\times100\times\frac{(100)^3}{12} - 2\times10{,}000\times22.5\times(4{,}000)^2\right]\pi^2}$$

$$= 2.9\text{cm}$$

在 $x = \frac{l}{2}$ 处

$$u_{sb} = y_{max} = 2a = 5.8\text{cm}$$

总变形

$$u = u_m + u_{sb} = u_e + u_j + u_{sb} = 9.8\text{cm}$$

上面分析结果表明

$$\frac{u_j}{u_e} = \frac{3.24}{0.77} \doteq 4$$

$$\frac{u_s}{u_e} = \frac{5.8}{0.77} \doteq 7$$

而

$$\frac{u}{u_e} = \frac{9.8}{0.77} \doteq 13$$

即结构面变形大于结构体变形 4 倍，而板裂体弯曲变形大于结构体回弹变形 7 倍，而结构体变形仅占总变形的 $\frac{1}{13}$。显然，仅把岩体变形视为材料变形所做的岩体变形分析是靠不住的。

二、岩体破坏机制及破坏判据

(一) 概 说

前面我们已经指出过，岩体力学研究的对象是经受过变形、遭受过破坏的地质体；岩体力学研究的任务是探讨经受过变形、遭受过破坏的地质体再变形和再破坏规律。因此，连续介质力学研究中的一些概念不能照搬到岩体力学中来。在"岩体变形"部分研究中，著者首先阐述了所用的一些概念的内涵和外延，在这一部分的开始也要先阐述一下著者所用概念的内涵及外延，以便有共同语言。为此，下面先对一些专用术语给予明确的定义。

1. 基本概念和定义

(1) *岩体破坏* 著者将岩体结构改组和结构联结的丧失现象定义为岩体破坏。这个定义是专门为岩体力学研究用的。不过，对材料力学研究也完全适用。岩体的特点是"遭受过破坏"。已经"遭受过破坏"的岩体再破坏有何标志呢？这是应该专门进行实地考察才能回答的问题。前面著者已经阐述过，岩体在遭受过破坏后形成了自己的特殊结构，即不连续结构。这种结构表征着岩体的现存状态。实际上，对一般完整的材料来说，它已经破坏了。这种现存岩体的再破坏最主要特点就是现存岩体结构发生新的变化。这种新的变化，著者称为岩体结构改组。因此，著者将"岩体结构改组"作为岩体破坏的第一个标志。随此，岩体在结构改组过程中伴随着发生原岩体的结构联结丧失，在形成新的结构后而又形成新的结构联结。因此，著者将原岩体的结构联结丧失作为岩体破坏的第二标志。实际上，第一个标志是主要的，而第二个标志是随着第一个标志必然产生的。这种现象是不难理解的。如完整结构岩体受力条件超过其极限强度时而破碎，即岩体结构由完整结构转变为碎裂或散体结构。完整结构岩体联结主要为结晶联结，而碎裂结构岩体的结构联结则为结构体咬合联结；完整结构岩体由于受力超过完整结构岩体的强度时，其结晶联结遭受破坏，随之产生结构改组，变为碎裂结构或散体结构，其结构联结变为新的结构中结构体咬合联结。这一套过程我们称为完整结构岩体发生了破坏。连续介质，即材料力学中谈的破坏尽管没有给破坏下定义，而实质上也是用这一定义，即完整的材料在受力超过其强度时碎成几块而称为破坏，实际上也是结构改组。而在材料力学中有的人也曾把"破坏"定义为"变形不连续"。这个定义对岩体力学来说是不符合实际的。因为有许多岩体，如软岩或高围压下的岩体，变形是连续的，而且已经产生大变形，呈假塑性，岩体结构已经改变，即岩体已经破坏。而材料力学中的软材料也存在类似的问题。故将"变形不连续"作为岩体或材料破坏的定义是不恰当的。这个定义对块裂岩体、板裂岩体及碎裂岩体尤为重要。因为，这些类型的岩体不同程度的都已经在地质作用过程中被破坏过。如块裂及板裂岩体系在断裂及层间错动带切割下形成的一种结构。岩体已经被破坏了，如不用"岩体结构改组"来定义破坏，有些不好理解这类岩体的再破坏标志。碎裂岩体更是如此，它已经被节理、劈理切割得支离破碎，切割程度高者其变形是连续的，而呈现为假塑性变形特征(图 1)，如不用"岩体结构改组"来定义它的破坏，那将很难确切地描述这类岩体的破坏。上述表明，用"岩体结构改组，结构联结丧失"定义岩体破坏是比较确切的。本书

内所用的破坏就是这个概念。

(2) *岩体破坏类型* 在岩体力学工作中经常谈到"脆性破坏"、"柔性破坏"。破坏按其过程来讲,可分为两大类:①脆性破坏;②柔性破坏。它们各有自己的特征。脆性破坏特征是显见的,它常呈现为裂口、爆裂等。柔性破坏的特征肉眼常常很难鉴定,它的特征常表现为结构体或颗粒间错动、滑移,没有明显地破裂痕迹,但在错动作用下岩体结构已默默地发生了改变。它在变形上常是连续的,并不间断。而脆性破坏在变形曲线上则有明显的应力降(图 2.2.2)。通常将岩体破坏时的应力降 σ_d 与其抗压强度 σ_c 之比定义为脆性度 x,即

$$x = \frac{\sigma_d}{\sigma_c}$$

x 值愈大,脆性度愈大。如完整结构的石英岩、花岗岩等在单轴压作用 σ_d 常等于 σ_c,即 $x = 1$,呈全脆性的。而碎裂的砂页岩,如图 2.2.1 所示,破坏时不存在应力降,即 $\sigma_d = 0$,则 $x = 0$,呈全塑性状态,而为全柔性破坏。关于这个问题日本学者 K. Mogi (1966) 曾进行过大量研究。

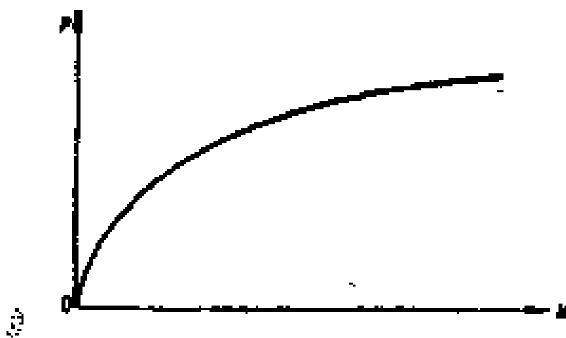


图 2.2.1 碎裂岩体假塑性变形曲线

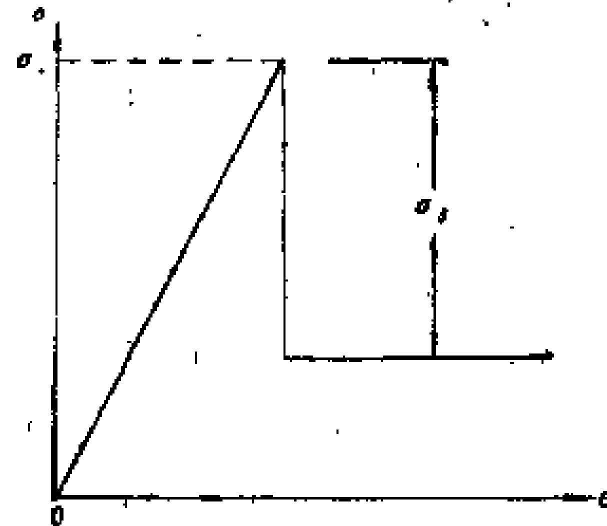


图 2.2.2 脆性破坏的岩体变形特征

(3) *破坏机制* 破坏机制是破坏的力学过程。如"X"型破坏常称为剪破坏。这是因为岩体在剪应力作用下抗剪强度不足而产生的一种破坏,即这种破裂面是剪切作用结果。还有一种破裂型式,即其破裂面平行于最大主应力;这种破裂的力学过程相当于张拉作用,实际上是岩体在外力作用下产生张应变超过极限张应变结果(这个问题将在下面加以论证)。上述的力学作用过程称为岩体破坏机制或岩体破坏机理。

(4) *岩体破坏判据* 岩体破坏判据是岩体破坏时的应力、应变条件的数学表达式。如张破裂的破坏判据为

$$\varepsilon_{cx} = [\varepsilon_{cx}] \tag{2.2.1}$$

式中 ε_{cx} 为岩体在外力作用下产生的张应变;$[\varepsilon_{cx}]$ 为岩体产生破坏时的极限张应变。这个方程表明岩体受力作用时产生的张应变 ε_{cx} 大于允许极限张应变 $[\varepsilon_{cx}]$ 时岩体就要发生破裂,故 $\varepsilon_{cx} = [\varepsilon_{cx}]$ 为其临界状态,也就是张破裂判据。破坏判据系根据破坏机制而建立的。

(5) *强度* 强度是工程稳定性所允许的应力或应变条件,这时的应力或应变并不一定达到岩石的实际破坏水平。在工程上常将破坏条件称为强度,这是不恰当的。确切些说应称为破坏强度。强度这个术语越来越少用。代之而用的为破坏判据。因为破坏是

有条件的，不是一个单一的条件数，而是与环境条件有关的函数。故通常说的破坏强度系指在一维应力作用下的破坏判据。本书内有时也用强度一词，在不加注解的情况下系指单轴压作用下岩体破坏的应力条件，但对抗剪作用来说，通常是指三维或一定的条件应力作用下的剪破坏判据参数，如 C 和 ϕ，这是一种习惯用法。实际上岩体破坏强度亦可用三维应力条件破坏判据的有关参数表达，如 $[\sigma_1]=\alpha\sigma_3+\sigma_c$。式中 α 及 σ_c 即为破坏强度参数。

目前，许多有关岩体力学的书中都讨论强度理论，实际上是讨论破坏判据。破坏判据系根据破坏机制建立。可是现有的一些强度理论并不是都有明确的破坏机制。本书中不专门讨论强度理论，而以破坏判据代替强度理论。著者认为这样更符合实际些。

2. 研 究 现 状

简单地说，目前对岩体破坏研究主要是采用宏观材料力学理论。而这些理论多半是推理的，而缺乏对破坏机制的研究。当前岩体力学判据争论很大，其原因就在于对岩体破坏机制研究不够。目前又兴起一种新的趋向，即将断裂力学理论引入岩体力学中来。有时把断裂力学的适用性扩大了，把它看成是岩体力学中新的强度理论。应当注意，和岩体变形一样，岩体破坏同样是受岩体结构控制。岩体不是只有一种结构，而是多种结构。断裂力学是有用的，它只对断续结构岩体是适用的。而对其它，如碎裂结构岩体就不适用。岩体既具有多种结构，也应该存在多种破坏判据。显然，当前的理论与岩体实际相差是很大的。岩体破坏中既有材料破坏也有结构破坏。而且，其中较多的是结构失稳而引起的结构破坏，这是岩体破坏的一个特点。关于这一点已引起一些学者的注意。如 R. E. Goodman (1976) 对结构体转动在岩体破坏中的作用；H. K. Kutte (1974) 对倾倒和溃屈破坏进行过研究等。这些研究使岩体破坏问题研究大大向前迈进了一步，而使岩体力学由材料力学观念向结构力学发展前进了一大步。从著者在下面的论述中可以清楚地看到，岩体破坏比较多的是结构失稳，而岩块材料破坏引起岩体破坏，除软岩外，是比较少见的。

3. 关于岩体破坏的研究方法

目前关于破坏的研究已与破坏机制研究结合起来。但是，还是局限于实验室试块试验。因此，其结果是有很大局限性的。因为岩体存在有明显的结构效应。试体尺寸的大小，不仅是意味着岩体内裂隙的多少，而且还存在着结构类型的转化。如小试件随尺寸增大裂隙量逐渐增多，而当试体大于一定尺寸，它里面包含的不仅有坚硬结构面，而且包含软弱结构面。当尺寸再大时将出现板裂结构岩体，随此则有可能出现倾倒及溃屈破坏。显然岩体破坏研究绝不能以实验室试块试验为主要手段，而应以工程岩体为尺度进行研究。应该把视野放大一些，尽量将可能搜集到的资料都搜集起来，对岩体破坏进行综合研究。著者认为，至少有六个方面的资料可以搜集起来，供研究岩体破坏机制用。

(1) 试验室内岩块试验资料；

(2) 野外原位试块试验资料；

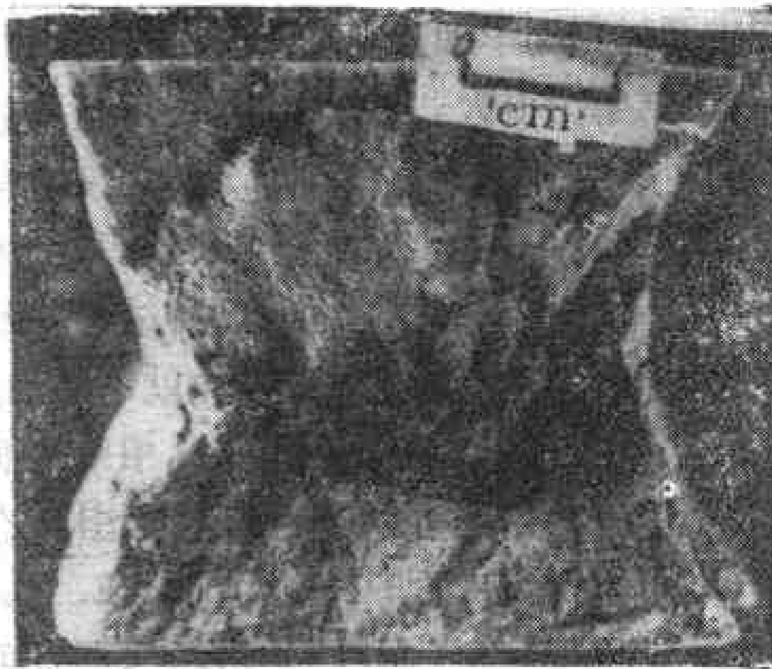
(3) 工程原型岩体破坏考察资料；

(4) 野外自然岩体破坏现象考察，如自然边坡、天然溶洞等考察资料；

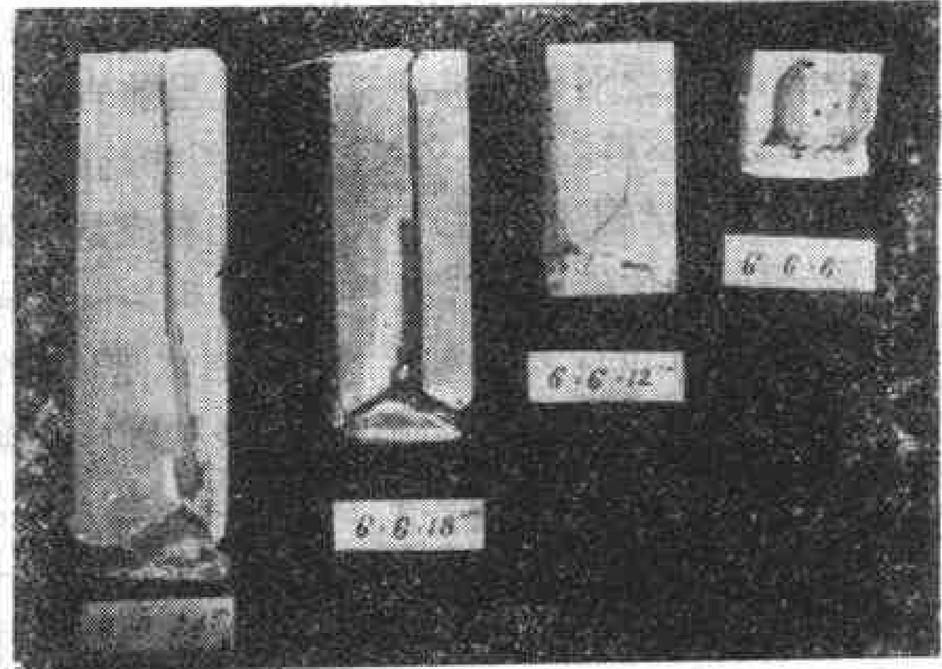
(5) 地质构造中破坏现象资料；

（6）模拟试验资料。

上列资料中最宝贵的则是自然界岩体，包括工程岩体、自然界岩体和地质构造中破坏现象。实验室试验也好，原位大型试验也好，很难避免人为因素的干扰，使试验结果失真。这些人为因素的干扰中最突出的则是由于压板与试体匹配而产生的端部效应，这种影响到处可见。如在材料力学中经常见到一种剪破坏实例是方试件受压后形成“X”型破坏（照片 2.21）。实际上这是一种假象。它是端部效应的显示。为了认识这个问题，著者用石膏做了一批模型试验。照片 2.2.2 是这批试验结果的一部分。石膏试体的真实破坏机制是张破裂，其端部都存在一压密楔。当试体近于正方形时，两个压密楔对顶，构成假“X”。实际上这是端部效应，而不是“X”破裂。而自然界中不存在端部效应，其破坏机制反映了客观实际。



照片 2.2.1　方试件中假“X”破坏



照片 2.2.2　不同细长比石膏试件破坏机制

显然，对岩体破坏研究应尽量把视野放大些，尽量把能搜集到的信息都搜集来，然后去伪存真加以分析，把真正破坏规律抽象出来，为研究破坏判据提供基础。

（二）岩体破坏现象及破坏机制

现在我们运用前面阐述的预备知识，来研究在实验室、野外原位试验中以及自然界地质体破坏和构造破坏中的一些现象，并从中研究一下岩体破坏机制问题。首先我们罗列一些常见的代表性的岩体破坏现象。

1. 室内试验中见到的试体破坏现象

综合起来有五种类型（图 2.2.3），它们有的发生在脆性岩石中，有的发生在柔性岩石中，有的发生在含有节理的岩石中，如图 2.2.3 所示：

a. 系典型的张破裂（如照片 2.2.3，2.2.4 所示），其特征是裂缝平行于最大主应力方向。从端面上看，则裂缝呈放射状。这种类型的破坏主要发生在脆性岩石中。照片上 2.2.2 所示的石膏试体破坏也属于这种类型。应当注意，照片（2.2.2）石膏试体存在压密楔，而照片2.2.4为石灰岩，它不存在压密楔。大量试验结果表明，压密楔是比较松软岩石在端部

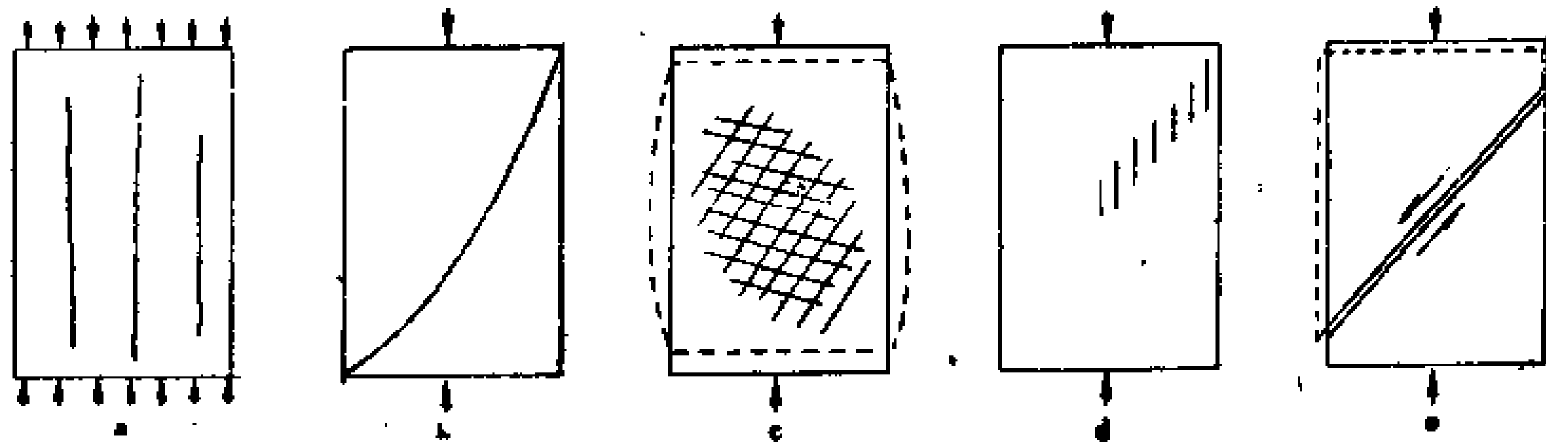
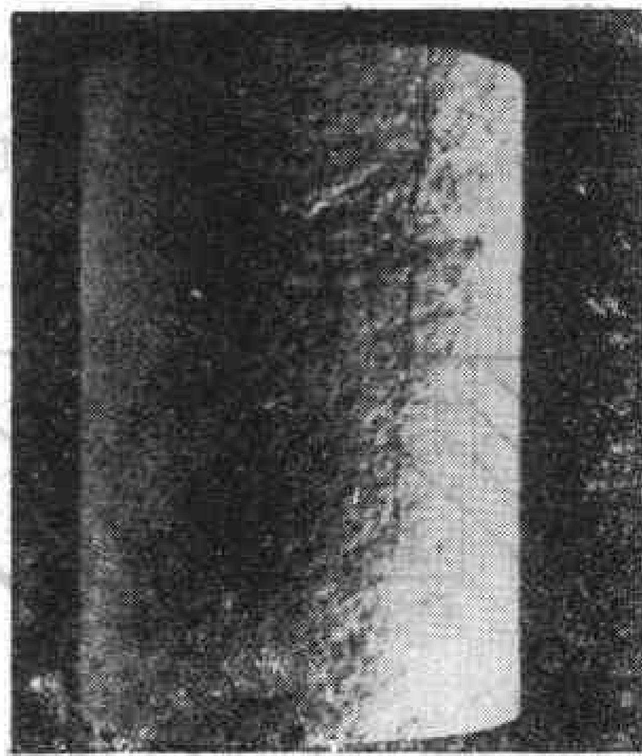
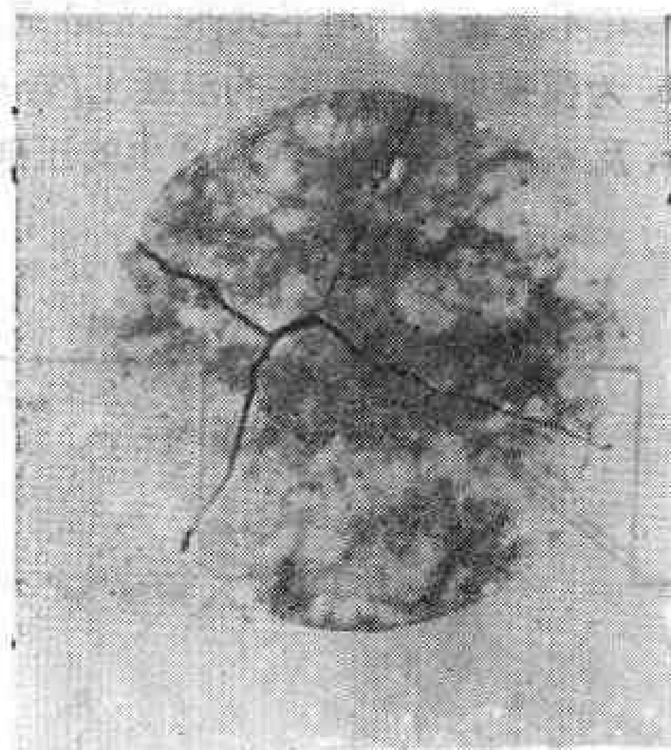


图 2.2.3 试块破坏现象



照片 2.2.3 石英砂岩在单轴压下张破裂





照片 2.2.4 石灰岩在单轴压下张破裂

a. 侧视，裂缝平行于 σ_1； b. 顶视图

压力作用下形成的，对坚硬岩石来说不一定能形成压密楔，故张破裂直接由岩石试体端部开始发生。

b, c. 系典型剪破坏 当岩石具有一定的脆性度时，则常形成如照片 2.2.5 所示的剪破裂。照片 2.2.5 系角页岩风化成的粘土岩，在单轴压作用下产生的典型剪破裂。照片 1.3.4



照片 2.2.5　粘土岩单轴压下剪破裂

系在 40Mpa 围压作用下产生的剪破坏。试体呈现鼓胀而形成典型的“X”节理，这种现象在如照片 1.3.12 所示的粉砂岩在单轴压力作用下也清楚地显现出来。

d. 系剪张破裂　这是一种破劈理现象，(照片 1.3.10，1.3.11) 实际上是在力偶扭动下产生的张破裂，这种破裂现象在夹层中尤其多见。

e. 系上盘岩块沿软弱结构面滑动，这是块裂岩体的主要破坏机理。岩体中包含有坚硬结构面时也出现这种类型破坏，不过对碎裂结构岩体来说，这种破坏机制是不常见的。

2. 野外原位岩体力学试验中见到的岩体破坏现象

图 2.2.4 是著者组织进行的大型原位试验中见到的一些破坏现象。

a. 在不大压力作用下试件便沿软弱结构面滑动而导致破坏，这种实例经常遇到。

b. 为模拟坝基而制备的混凝土/岩石接触面抗剪试验，仍沿结构面滑动破坏。

c. 及 e. 系受结构面控制产生的压破坏(图 2.2.5，2.2.6)。 碎裂结构岩体在轴向压作

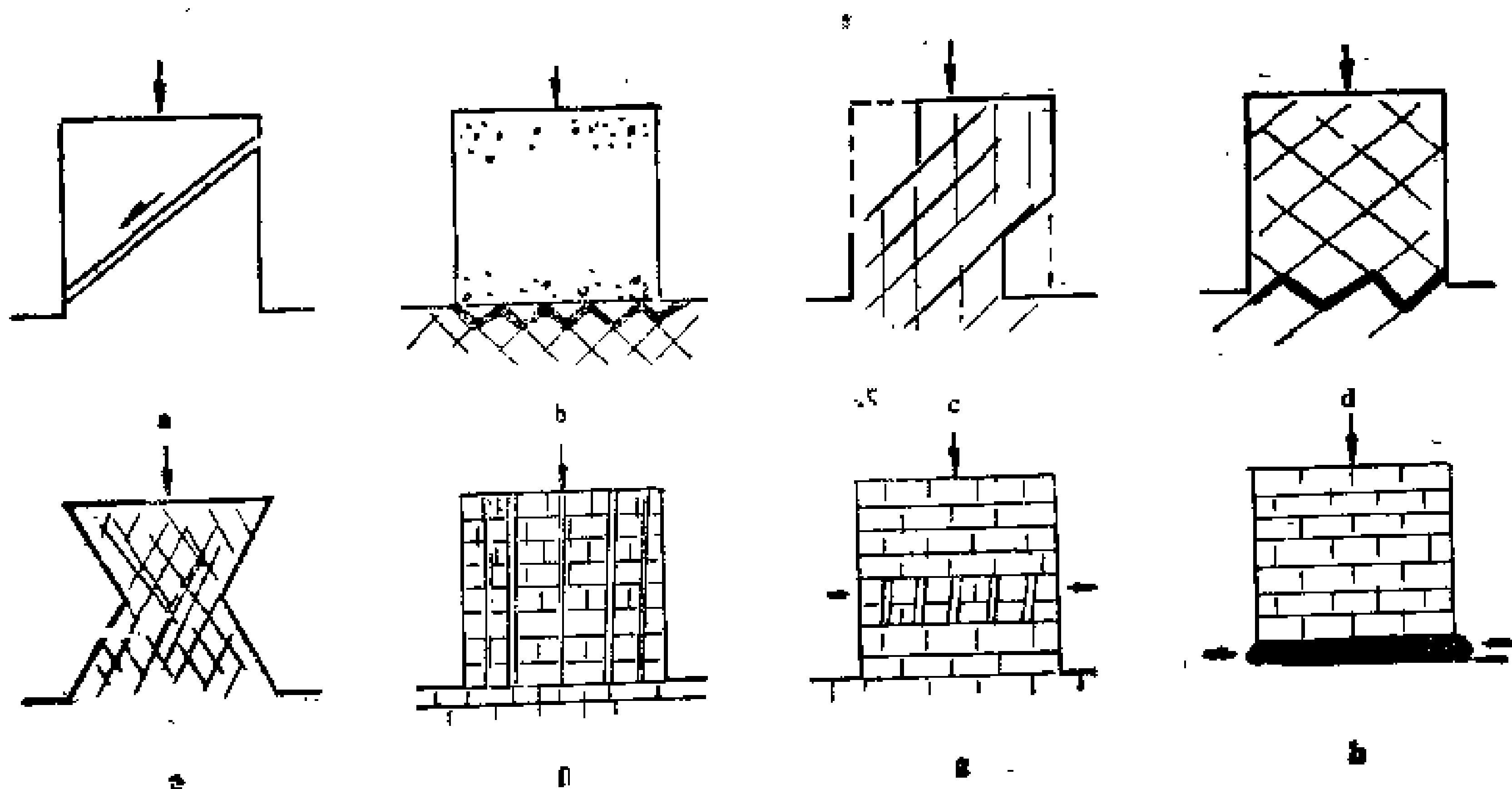


图 2.2.4　野外原位试验中破坏现象

用下，有的沿已有结构面开裂（图 2.2.5 中 N68E/NW < 85°），有的沿结构面滑动，导致岩体结构解体而破坏。其破坏曲线呈假塑性和柔性破坏。其脆性度 $x \to 0$。

d. 为碎裂岩体抗剪试验中见到的剪破坏，图 2.2.5 及 2.2.7 为这类破坏的实例之一。这种破坏的特点是，有的沿结构面滑动，有的将岩层拉裂，亦呈假塑性破坏。其变形曲线表明，脆性度 x 为零。

f. 及 g. 为压张破裂。薄层状碎裂岩体极易出现这种破坏。其特点是，在压应力作用下岩体首先沿结构面张裂，形成直立的板柱，压应力达到一定程度后，板柱产生溃屈，从而导致岩体破坏。这类岩体的破坏强度较组成岩体的岩石强度低许多倍。

h. 为软弱夹层挤出，这是极常见的。图 2.2.4 中 g 亦属于一种软弱夹层。这种结构岩体从某种意义上来说，亦属于软弱夹层挤出。而它属于一种特殊"挤出"，即首先是软弱夹层压致张裂，类似于挤出功能，在它带动下，其上下邻近岩体产生剪致张裂，最后导致溃屈破坏。这种破坏的岩体强度仅为岩块抗压破坏强度的 1/10 左右。

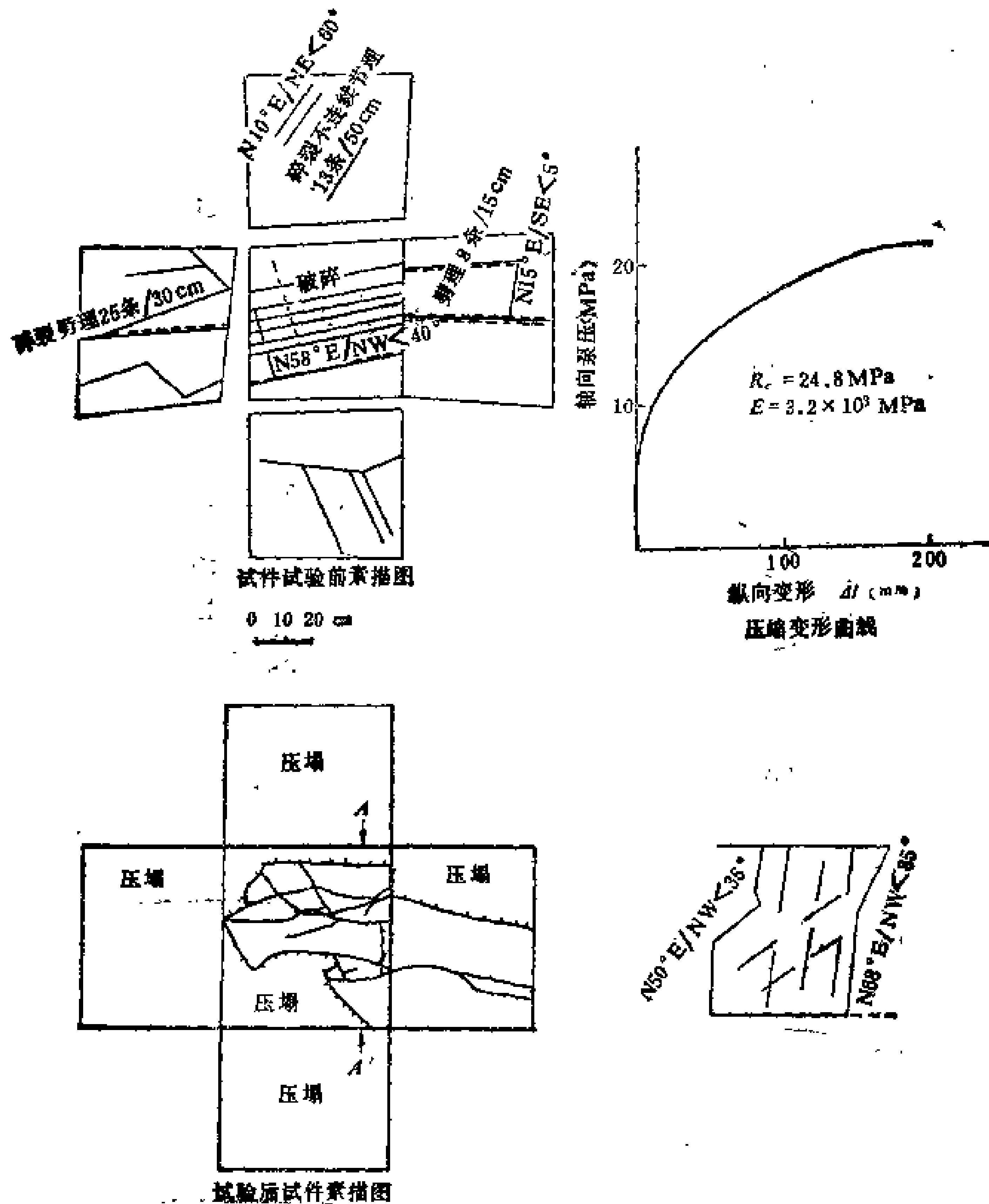
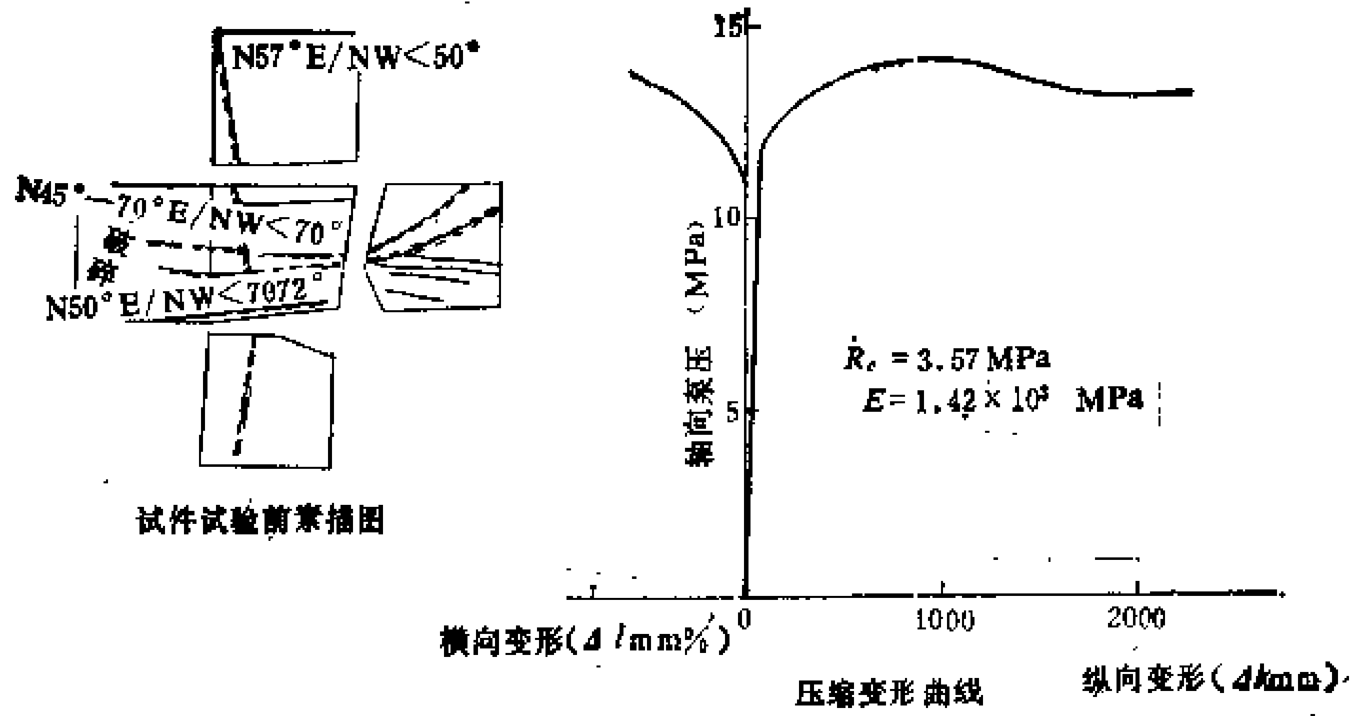


图 2.2.5　碎裂介质板岩原位单轴压试验图



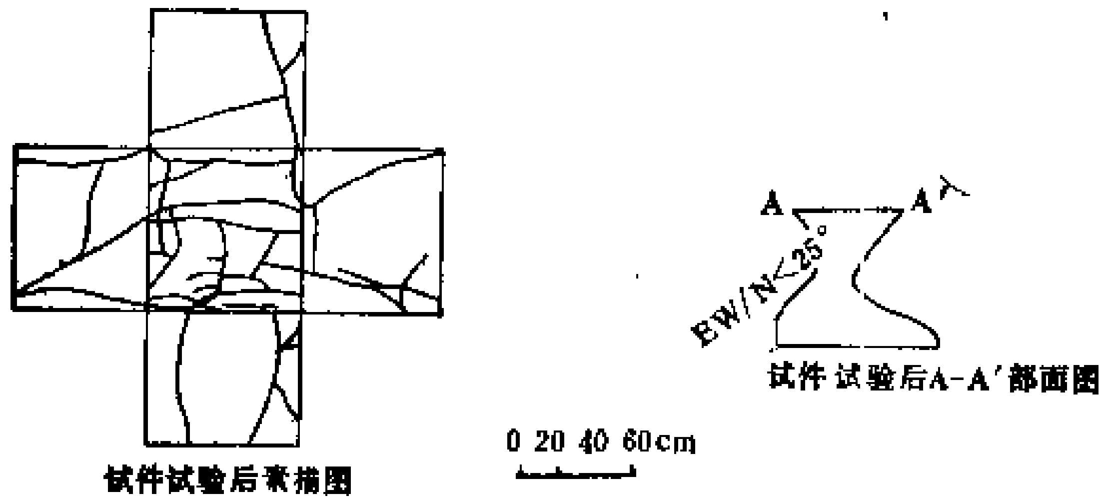


图 2.2.6　碎裂介质板岩原位单轴压试验图

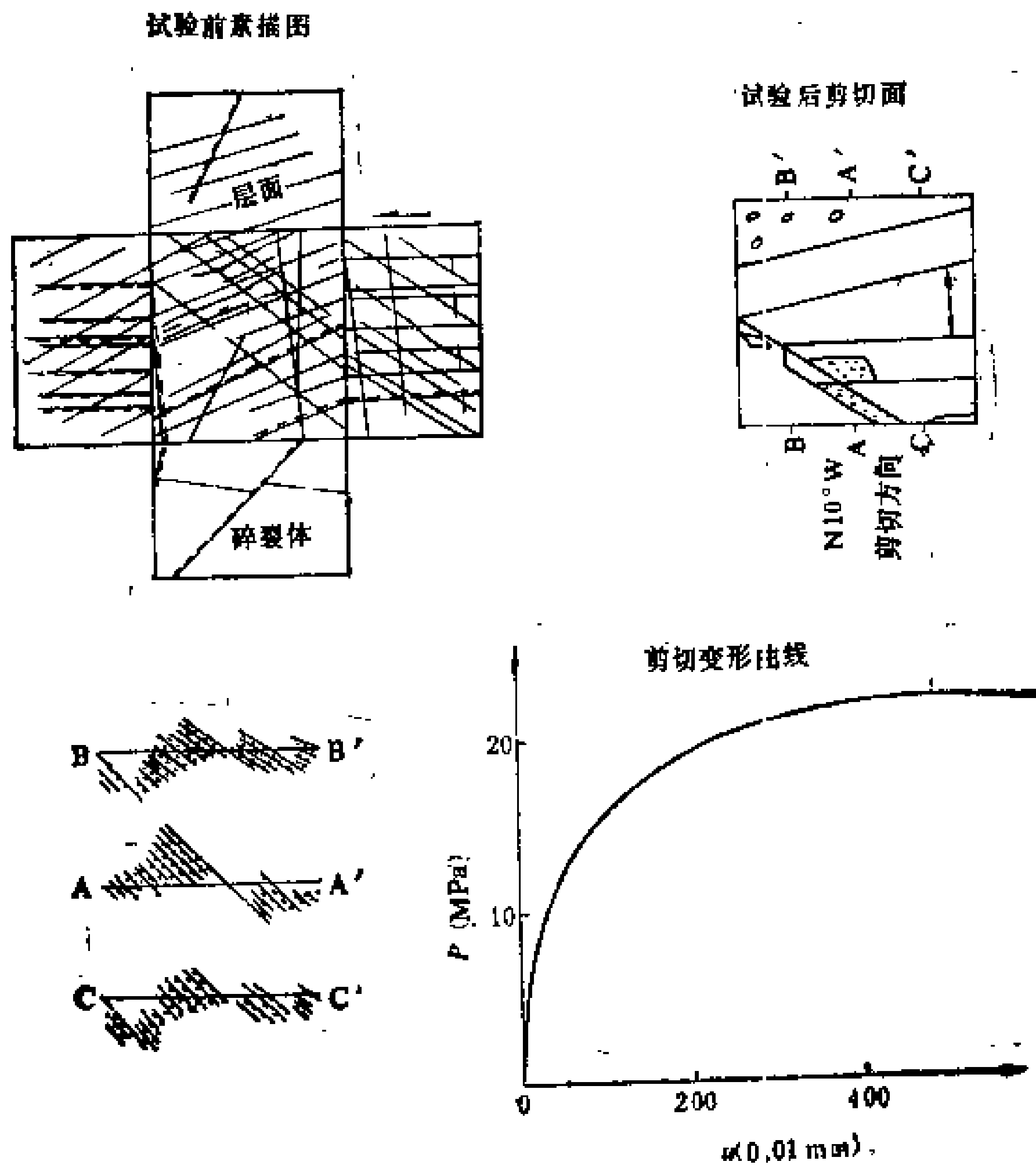


图 2.2.7　碎裂介质板岩原位抗剪试验图

上面是在野外大型试验中见到的一些典型破坏现象。野外大型试验与试验室内不同，它大多数属于碎裂结构，故其破坏主要受岩体结构控制极为明显。

3. 地质工程及自然界的岩体、山体破坏现象

概括起来有七种类型:

(1) *沿软弱结构面滑动* 图 3.4.29 为金川露天矿一区边坡破坏观测分析结果，该边坡上部为块裂结构岩体。滑坡体明显地受 f_{33} 及 f_3 控制。观测得到的块体滑动方向与 f_{33}-f_3 结构面组合交线方向完全一致。显然，该滑坡体上部是受软弱结构面 f_{33} 及 f_3 控制。

(2) *板裂结构岩体产生倾倒变形而引起滑坡* 这类现象在许多地区都见到过。如金川露天矿一区滑坡体下部边坡变形便属于此种类型(图 3.4.1 板裂介质部分)。小浪底自然边坡多处出现滑塌，实际上也是这种破坏。

(3) *溃屈破坏* 近年来这类破坏现象发现很多。如我国西南山区边坡破坏。地下洞室边墙围岩在切向力作用下首先劈裂成板裂体，继而产生弯曲变形和溃屈破坏。这种类型破坏发生于特定条件中，即板裂结构岩体内。完整结构岩体和碎裂结构岩体在外力作用下首先产生板裂化，继而亦可产生弯曲变形和溃屈破坏(图 3.5.3，3.5.4，3.5.27)。

(4) *岩爆、剥离、劈裂、在高地应力区钻孔出现饼状岩芯、探洞和隧洞内出现岩爆及剥离现象* 地下洞室内坚硬夹层见到的薄层劈裂现象等都属于此类。实际上，这是一种张破裂。

(5) *软弱夹层挤出* 在地下洞室边墙内，露天矿边坡内存在软弱夹层时，常发生这种破坏。山坡出现的卸荷裂隙常与其下部软弱夹层挤出有关。边坡上挖探洞时常见到，露头上无软弱夹层或软弱夹层很薄，而挖进 5—10m 后，软弱夹层突然增厚，便是这种原因造成。软弱夹层挤出，不是仅停留在夹层挤出上，而是它可以导致整个岩体(山坡、边坡、洞室以及坝基)破坏。

(6) *洞间岩柱压破坏* 这种破坏如碎裂岩体的单轴压，一般先产生板裂化，然后发生溃屈破坏，也有的是沿软弱结构面滑动而产生的。

(7) *破裂面追踪* 它主要发生于碎裂岩体内，这种破坏机制实际上是沿节理面滑动，有时导致结构体产生剪切滚动。

4. 地质构造中见到的破坏现象

这在岩体地质特征中已介绍过，下面只重复列出几种常见的破坏类型。

(1) 岩浆岩中节理，冷却收缩产生的张破裂；

(2) 褶皱——板裂岩体弯曲变形或溃屈破坏；

(3) 褶皱过程中产生的:

1) 剪节理——剪破裂或剪张破裂；

2) 纵断层及横断层——张破裂；

3) 扭性断层、压性断层——剪破坏；

4) 劈理——剪张破裂、剪破坏。

(4) 断层复活——沿软弱结构面滑动；

(5) 雁行式裂口——剪张破裂；

(6) 引拽褶皱——流变。

5. 模型试验中见到的破坏现象

在试块试验、地质工程、自然界岩体中见到的破坏现象,在模型试验中都可见到,但在岩块试验、地质工程及自然界岩体中见不到的,而在模型试验中亦可见到(R. E. Goodman, 1976)。结构体滚动便属于这种类型。结构体滚动一般发生在岩体内部,不易见到,模拟试验可以提供这种条件。在碎裂结构岩体边坡破坏中存在结构体滚动现象。

表 2.2.1 岩体破坏机制

岩体结构	完整结构	碎裂结构	板裂结构	块裂结构
破坏机制	1. 张破裂 2. 剪破坏	1. 结构体张破裂 2. 结构体剪破坏 3. 结构体滚动 4. 结构体沿结构面滑动 5. 板裂化后倾倒破坏 6. 板裂化后溃屈破坏 7. 弯折破坏	5. 倾倒破坏 6. 溃屈破坏 7. 弯折破坏	4. 结构体沿结构面滑动

通过上面一些破坏现象的分析,不难看出,岩体破坏机理与岩体结构密切有关。目前可以鉴别出来的岩体破坏机制及其与岩体结构关系示于表(2.2.1)。表中资料表明,完整结构岩体破坏时主要破坏机制为张破裂及剪破坏,碎裂结构破坏机制最复杂。各种结构岩体出现的破坏现象在这里都可出现,如结构体张破裂及剪破坏、结构体滚动、结构体沿结构面滑动、在最大主应力作用下岩体产生板裂化,可以出现倾倒及溃屈破坏等。板裂结构岩体主要出现倾倒破坏、溃屈破坏及弯折破坏。块裂结构岩体主要破坏机制为结构体沿软弱结构面滑动。总结上述可见,岩体破坏机制主要为七种。

1. 张破裂;
2. 剪破坏;
3. 结构体沿软弱结构面滑动;
4. 结构体滚动;
5. 倾倒;
6. 溃屈破坏;
7. 弯折破坏。

下面对这七种破坏机制相应的破坏判据进行简略论述。

(三) 破 坏 判 据

1. 张 破 裂 判 据

大量的实验资料表明,在无围压和低围压下,脆性岩块在轴向压作用下产生的破裂面大多数与 σ_1 方向平行(照片 2.2.2)。A. И. Берон (1968, 1973)根据加载速度试验结果统计得到了如图 2.2.8, 2.2.9 所示的两组十分有意义的结果。他求得岩块抗压强度弹性模量与加载速度关系为:

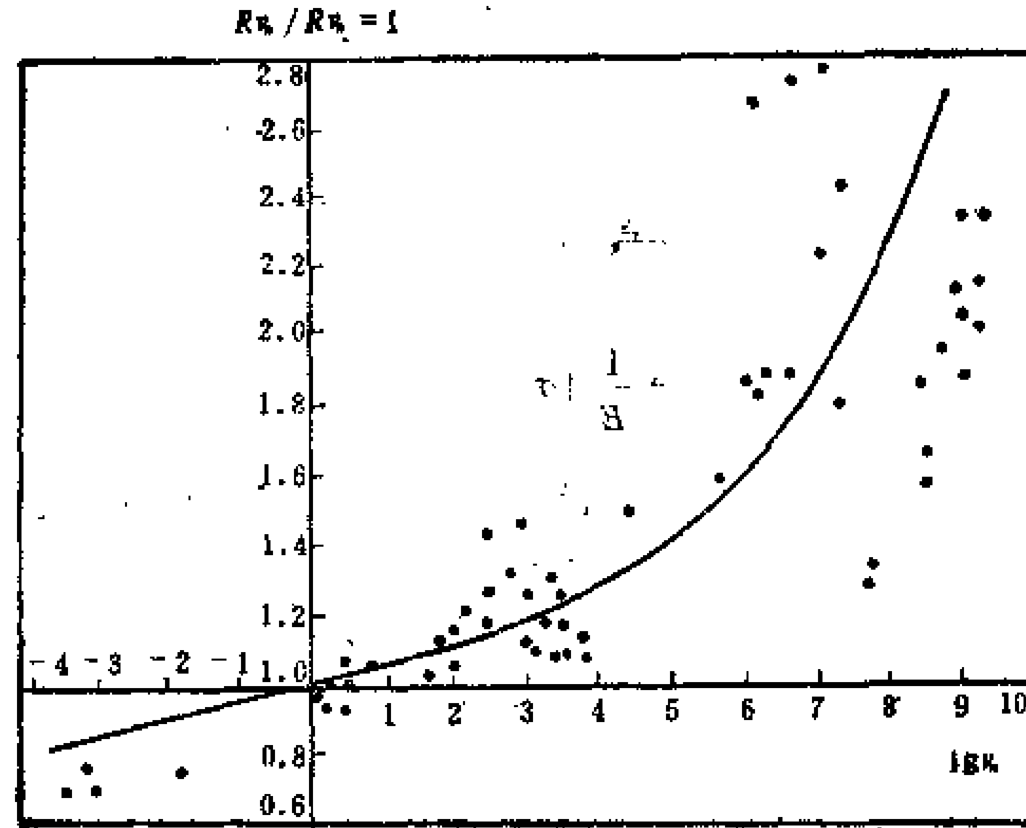


图 2.2.8 各种岩块抗压强度与加载速度关系
(А. И. Берон, 1973)

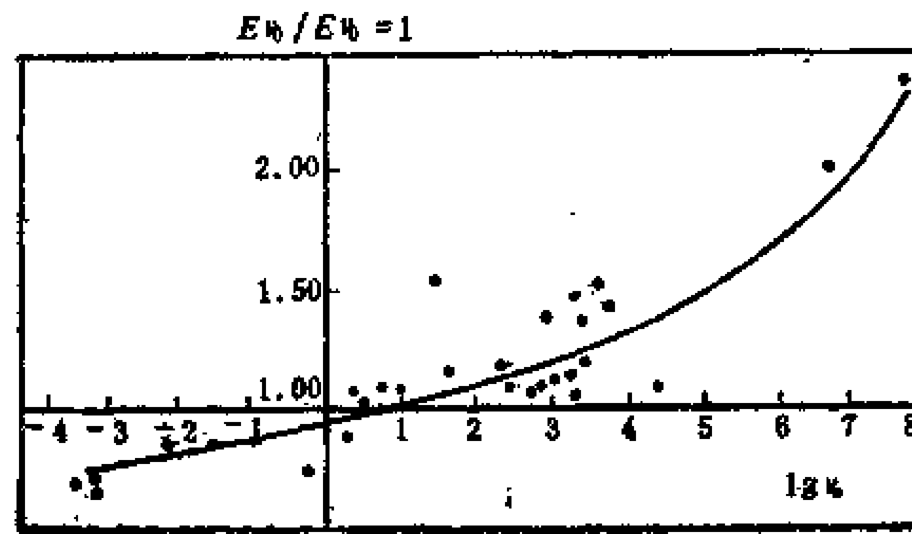


图 2.2.9 各种岩石弹性模量与加载速度关系
(А. И. Берон, 1973)

$$\frac{R_{v_n}}{R_{v_n=1}} = 0.002(\lg v_n)^3 - 0.004(\lg v_n)^2 + 0.06\lg v_n + 1 \tag{2.2.2}$$

$$\frac{E_{v_n}}{E_{v_n=1}} = 0.002(\lg v_n)^3 - 0.004(\lg v_n)^2 + 0.05\lg v_n + 1 \tag{2.2.3}$$

式中 $R_{v_n=1}$ 及 $E_{v_n=1}$ 为加载速度 0.1MPa/s 时的抗压强度和弹性模量；R_{v_n}，E_{v_n} 为加载速度 v_n 时抗压强度和弹性模量。比较式(2.2.2)和(2.2.3)可以看出

$$\frac{R_{v_n}}{R_{v_n=1}} = \frac{E_{v_n}}{E_{v_n=1}} \tag{2.2.4}$$

或

$$R_{v_n} = E_{v_n}\frac{R_{v_n=1}}{E_{v_n=1}} = E_{v_n}\varepsilon_{v_n=1} \tag{2.2.5}$$

又可改写成

$$\frac{R_{v_n}}{E_{v_n}} = \frac{R_{v_n=1}}{E_{v_n=1}} \doteq \varepsilon_{v_n=1} \doteq \varepsilon_{v_n} \tag{2.2.6}$$

式 (2.2.6) 关系表明，脆性岩块破坏时极限应变与加载速度关系很小，近似为一常数。这表明，连续介质岩体的脆性张破裂系由张应变控制，最大主应力理论没有得到实验证明。

张应变控制下的张破裂力学模型如图 2.2.10 所示。脆性材料大多数属于弹性介质，完全可以假定

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{E}[\sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2)] \tag{2.2.7}$$

当张应变达到极限张应变 $\varepsilon_{3,0}$ 时，岩块便发生张裂缝，而产生破裂。其破坏条件为:

$$\sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2) = -E\varepsilon_{3,0} \tag{2.2.8}$$

$$\because \quad \varepsilon_3 = \mu\varepsilon_1 \text{ 或 } \varepsilon_{3,0} = \mu_0\varepsilon_{1,0} = \mu_0\varepsilon_0$$

式中 ε_0 为单轴压下极限应变。

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{E}\sigma_c \tag{2.2.9}$$

或

$$\varepsilon_{3,0} = \mu_0\varepsilon_0 = \mu\frac{\sigma_c}{E} \tag{2.2.10}$$

将式 (2.2.10) 代入式 (2.2.8) 得

$$\sigma_3 = \mu_0(\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_c) \tag{2.2.11}$$

或

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_3}{\mu_0} - \sigma_2 + \sigma_c \tag{2.2.12}$$

当 $\sigma_2 = \sigma_3$ 时，

$$\sigma_1 = \frac{1 - \mu_0}{\mu_0}\sigma_3 + \sigma_c \tag{2.2.13}$$

式 (2.2.12)、(2.2.13) 便是在三维应力场内产生张破裂判据，式中 μ_0 为发生破裂时的 $\varepsilon_{1,0}$ 与 $\varepsilon_{3,0}$ 之比，即

$$\mu_0 = \frac{\varepsilon_{3,0}}{\varepsilon_{1,0}} \tag{2.2.14}$$

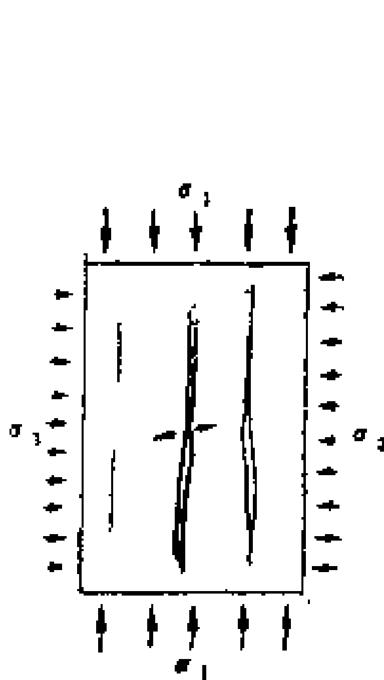


图 2.2.10 张破裂机制（张应变引起）

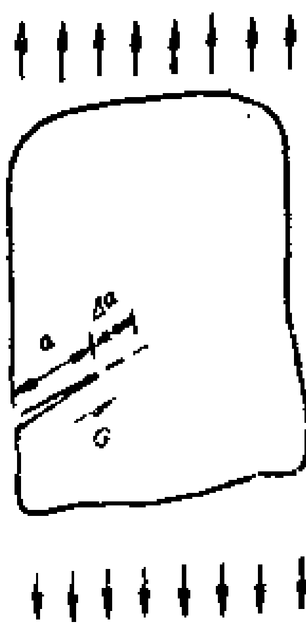


图 2.2.11 裂纹扩展模型

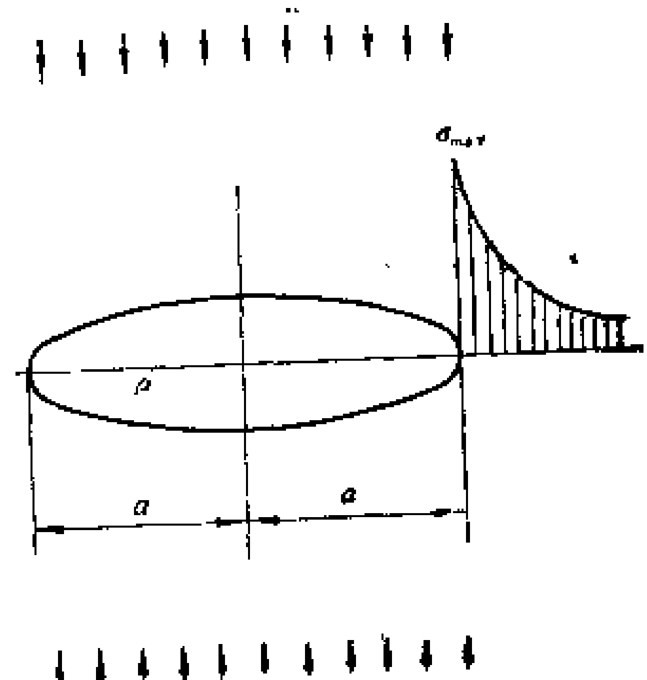


图 2.2.12 椭圆孔末端应力分布

岩体内部总是或多或少存在有裂隙的。它决定了岩石力学试验结果总是存在分散性。其分散性的大小主要决定于岩体内裂隙存在状况。很早就有人注意到材料内的裂隙对材料破坏的影响。1920 年 A. A. Griffith (1920) 对这个问题首次进行了研究。 大约经 50a 以后，这个问题才摆到实践上来研究，从而发展起了一门新的科学——断裂力学。

A. A. Griffith (1920) 认为，物体产生断裂破坏是由于其内部存在细小的裂纹引起应力集中的缘故。当裂纹引起的应力集中聚积起来的弹性能，大于使材料沿裂纹开裂扩展必须做的阻力功时，则材料便将沿裂纹开裂，释放出来的弹性能，一部分消耗于产生新表面做的阻力功，一部分消耗于产生位移的功。因为脆性破坏是突然发生的，在断裂过程中，没有产生塑性流动，消耗于产生位移的动能是很小的。故释放出来的弹性能做的功主要消耗在产生新表面所需要的能量上。如图 2.2.11 所示，材料内含有长度为 a 的裂纹。在弹性能 u 作用下产生 Δa 裂纹扩展，释放出 Δu 的弹性能，其能量释放率或能量梯变为

$$G = -\frac{\partial u}{\partial a} \tag{2.2.15}$$

或

$$\Delta u = G\Delta a \tag{2.2.16}$$

式中 G 又可称为裂纹扩展力。

裂纹扩展 Δa 时，增加的表面能为

$$\Delta S = 2\gamma\Delta a \tag{2.2.17}$$

式中 γ 为单位面积的自由表面能。设 R 为表面能增加率或裂纹扩展阻力，则

$$R = \frac{\partial S}{\partial a} = \partial\gamma \tag{2.2.18}$$

显然，只有当

$$G \geqslant R \tag{2.2.19}$$

时裂纹才能扩展。式 (2.2.19) 便是 A. A. Griffith (1920) 的裂纹扩展破坏判据，又称为裂纹扩展的能量准则。

A. A. Griffith (1920) 研究了图 2.2.12 所示的有一椭圆孔的薄板开裂情况，薄板内椭圆孔长轴端部处最大切向应力，根据 Inglis (1913) 的方程解得

$$\sigma_{max} = 2\sigma_0\sqrt{\frac{a}{\rho}} \tag{2.2.20}$$

A. A. Griffith (1920) 计算得，板内孔在 σ_0 作用下产生应力集中，因而产生的弹性能为

$$u = \frac{\pi a^2\sigma_0^2}{E} \tag{2.2.21}$$

将式 (2.2.21) 代入式 (2.2.15) 得

$$G = -\frac{\partial u}{\partial(2a)} = \frac{\pi a\sigma^2}{E} \tag{2.2.22}$$

将式 (2.2.18) 及式 (2.2.22) 代入式 (2.2.19) 得

$$\frac{\sigma_0^2\pi a}{E} = 2\gamma$$

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a}} \tag{2.2.23}$$

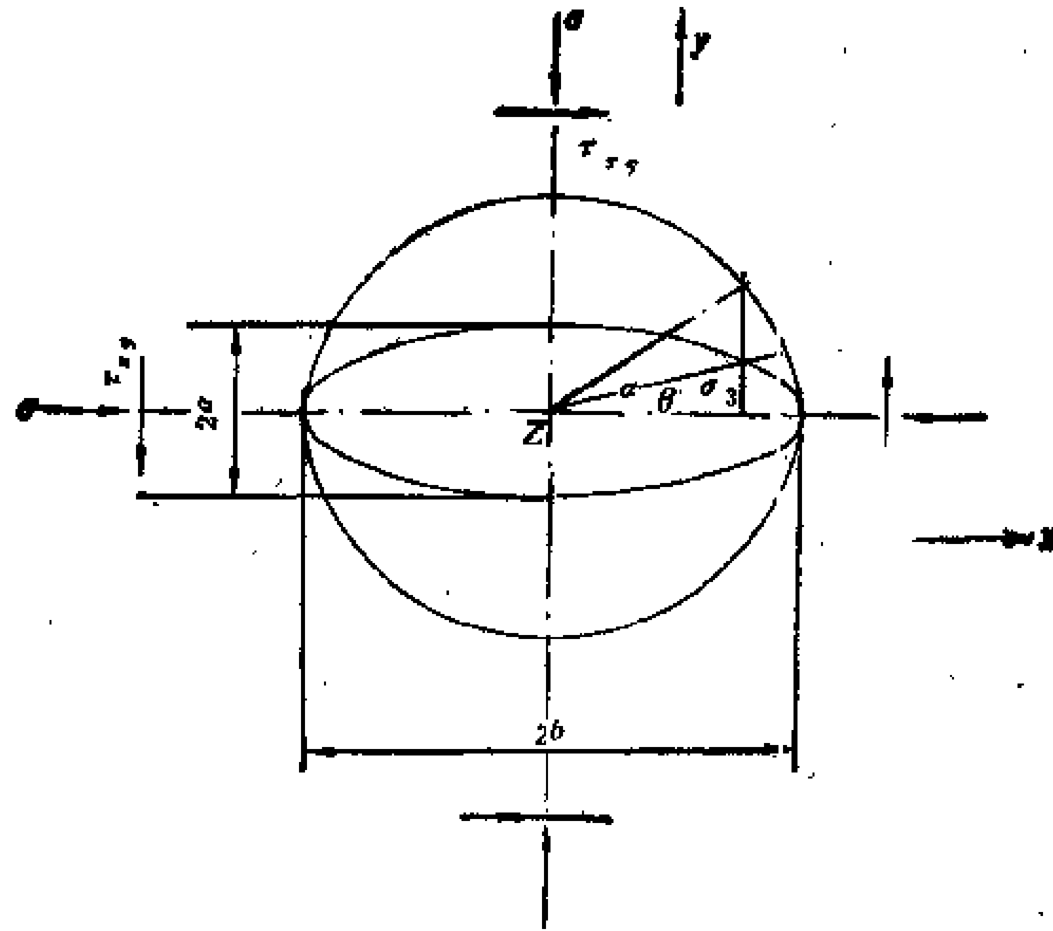


图 2.2.13 作用于两度空间椭圆裂纹上的应力

对平面应变情况来说，

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi_a(\gamma\mu^2)}} \tag{2.2.24}$$

式 (2.2.23), (2.2.24) 即为 A. A. Griffith (1920) 能量准则建立的破坏判据为基础求得的无限延展的薄板裂纹的强度判据。

A. A. Griffith (1920) 理论亦可用应力判据表达。作用在所研究的裂纹的应力系统示于图 2.2.13。

$$\sigma_y = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3) - (\sigma_1 - \sigma_3)\cos 2\beta \tag{2.2.25}$$

$$\tau_{xy} = (\sigma_1 - \sigma_3)\sin 2\beta \tag{2.2.26}$$

使椭圆状裂纹为图 2.2.13 的坐标。令 $\frac{b}{a} = m$，α 为限定椭圆周边上某一点位置的偏心角，椭圆边壁上的切向应力 σ_b 可以由下式确定

$$\sigma_b = \frac{\sigma_y[m(m+2)\cos^2\alpha - \sin^4\alpha] + [\sigma_x(1+2m)\sin^4\alpha}{m^2\cos^2\alpha} + \frac{-m^2\cos^4\alpha] - \tau_{xy}[2(1+m)^2\sin\alpha\cos\alpha]}{+\sin^2\alpha} \tag{2.2.27}$$

因为裂纹的轴比 m 小，在椭圆端部的偏角很小时，当 $\alpha \to 0$，$\sin\alpha \to \alpha$，$\cos\alpha \to 1$，则式 (2.2.27) 变为

$$\sigma_b = \frac{2(\sigma_y m - \tau_{xy}\alpha)}{m^2 + \alpha^2} \tag{2.2.28}$$

利用条件

$$\frac{d\sigma_b}{d\alpha} = 0$$

得 $$(m^2+\alpha^2)(-2\tau_{xy}) = 2(\sigma_y m - \tau_{xy})2\alpha$$

则椭圆边上的最大切向应力为

$$\sigma_b = \frac{-\tau_{xy}}{\alpha} \tag{2.2.29}$$

或者

$$\frac{1}{\alpha^2} + \frac{2\sigma_y}{m\tau_{xy}} \cdot \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{m^2} = 0 \tag{2.2.30}$$

解方程 (2.2.30) 得

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{m\cdot\tau_{xy}}[\sigma_y \pm (\sigma_y^2 + \tau_{xy}^2)^{1/2}] \tag{2.2.31}$$

根据式 (2.2.29) 和 (2.2.31) 得

$$\sigma_b \cdot m = \sigma_y \pm (\sigma_y^2 + \tau_{xy}^2)^{1/2} \tag{2.2.32}$$

假定孔壁最大拉应力 σ_y 达到单轴抗拉强度时，即 $\sigma_y = \sigma_T$ 时裂纹开裂，且 $\tau_{xy} = 0$，则

$$\sigma_b = \frac{2\sigma_t}{m} \tag{2.2.33}$$

代入式 (2.2.32) 得一般条件下的强度判据为

$$\tau_{xy}^2 = 4\sigma_t(\sigma_t - \sigma_y) \tag{2.2.34}$$

式 (2.2.34) 为 A. A. Griffith (1920) 强度判据的最大拉应力判据。

2. 剪破裂及塑性变形判据

剪破裂和塑性变形是岩块剪破坏的两种形式，剪破裂为岩块脆性破裂的一种形式，塑性变形为岩块柔性破坏的一种形式，其破坏机制相同。破坏判据亦同。物理判据可采用库仑-纳维条件，即

$$\tau = C + f\sigma = C + \sigma\,\mathrm{tg}\,\phi \tag{2.2.35}$$

或 $$[C] = S - f\sigma \tag{2.2.36}$$

在平面应力条件下，如图 2.2.14 所示，式 (2.2.36) 可用主应力 σ_1, σ_3 来表达，即

$$[C] = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)\sin 2\alpha - f\left[\frac{\sigma_1+\sigma_3}{2} + \frac{1}{2}(\sigma_1-\sigma_3)\cos 2\alpha\right]$$

$$= -f\frac{\sigma_1+\sigma_3}{2} + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)(\sin 2\alpha - f\cos 2\alpha) \tag{2.2.37}$$

式 (2.2.36), (2.2.37) 中的 $[C]$ 可视为抗剪力 $f\sigma$ 与剪应力 S 间的差值，这个差值需用内聚力 C 来补偿。如 $[C] > C$ 时，则岩块便将破坏，如果 $C \geq [C]_{max}$ 时，岩块不会由于剪

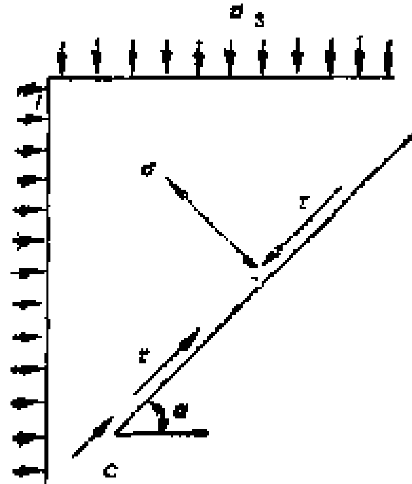


图 2.2.14 破裂面上的应力组合

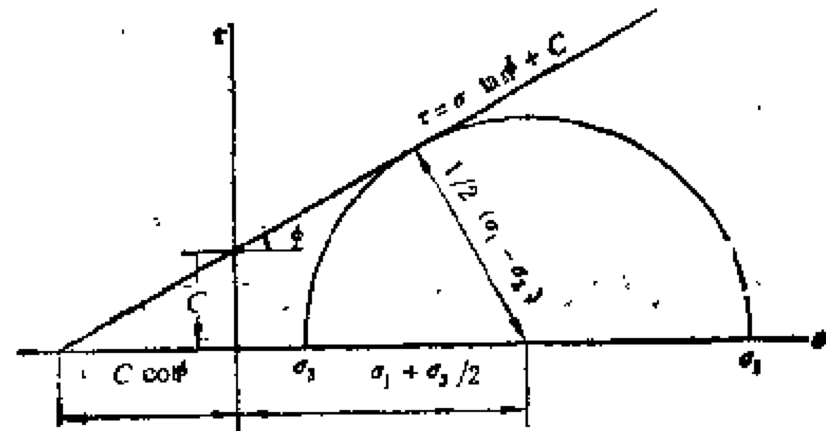


图 2.2.15 莫尔圆及包络线

力作用而发生破坏。现在求 $[C]_{max}$。据式 (2.2.37) 知，$[C]$ 随 α 角而变，$[C]_{max}$ 的条件为 $\frac{\partial[C]}{\partial\alpha}=0$。据此，求得

$$\alpha = 45 + \frac{\phi}{2} \tag{2.2.38}$$

式 (2.2.38) 为点破裂面与 σ_3 轴的夹角。将式 (2.2.38) 代入式 (2.2.37)，且令 $C=[C]_{max}$，整理得

$$\frac{1}{2}(\sigma_1-\sigma_3)=\frac{1}{2}(\sigma_1+\sigma_3)\sin\phi+C\cdot\cos\phi \tag{2.2.39}$$

式 (2.2.39) 为有名的库仑-莫尔强度理论，亦可称为库仑-莫尔破坏判据。式 (2.2.39) 可改写为

$$\sin\phi=\frac{\frac{1}{2}(\sigma_1-\sigma_3)}{\frac{1}{2}(\sigma_1+\sigma_3)+C\mathrm{ctg}\phi} \tag{2.2.40}$$

式 (2.2.40) 可用图 2.2.15 表示。图 2.2.15 关系表明，库仑-纳维方程正好与莫尔圆相切。或者说，线型的莫尔圆包络线与库仑-纳维方程一致，这一特点为通过三轴试验研究岩块抗剪强度提供了理论依据。

如式 (2.2.39) 中 $\phi=0$，则得

$$\frac{1}{2}(\sigma_1-\sigma_3)=C$$

或

$$\sigma_1-\sigma_3=2C \tag{2.2.41}$$

式 (2.2.41) 与最大剪应力强度条件相同，由此亦不难看出，最大剪应力强度条件与柔性破坏判据是一致的。最大剪应力理论实际上是库仑-莫尔破坏判据的一个特例。

式 (2.2.39) 又可改写为

$$\frac{1}{2}(\sigma_1-\sigma_3)\frac{1}{\cos\phi}=f\frac{(\sigma_1+\sigma_3)}{2}+C \tag{2.2.42}$$

$$\frac{1}{2}(\sigma_1-\sigma_3)(1+f^2)^{1/2}=f\left(\frac{\sigma_1+\sigma_3}{2}\right)+C \tag{2.2.43}$$

$$\sigma_1[(1+f^2)^{1/2}-f]=\sigma_3[(1+f^2)^{1/2}+f]+2C \tag{2.2.44}$$

当 $\sigma_3=0$ 时，$\sigma_1=\sigma_c$；$\sigma_1=0$ 时，$\sigma_3=-\sigma_T$，σ_c 为单轴抗压强度；σ_T 为抗拉强度。将这两个条件代入式 (2.2.40) 后得

$$2C=\sigma_c[(1+f^2)^{1/2}-f] \tag{2.2.45}$$

$$2C=\sigma_T[(1+f^2)^{1/2}+f] \tag{2.2.46}$$

由此得到

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_c}=\frac{(1+f^2)^{1/2}-f}{(1+f^2)^{1/2}+f} \tag{2.2.47}$$

将式 (2.2.46)，(2.2.47) 代入式 (2.2.45)，整理后得

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_c}-\frac{\sigma_3}{\sigma_T}=1 \tag{2.2.48}$$

或改写为

$$\sigma_1 = \sigma_c + \frac{\sigma_c}{\sigma_T}\sigma_3 = \sigma_c + \frac{(1+f^2)^{1/2}+f}{(1+f^2)^{1/2}-f}\sigma_3 \tag{2.2.49}$$

式 (2.2.49) 为剪破坏强度判据的另一形式。

对比式 (2.2.13) 和 (2.2.49) 得到

$$\frac{1-\mu_0}{\mu_0} = \frac{(1+f^2)^{1/2}+f}{(1+f^2)^{1/2}-f} \tag{2.2.50}$$

整理得

$$\mu_0 = \frac{1}{2}(1-\sin\phi) \tag{2.2.51}$$

式 (2.2.51) 为张破裂转化为剪破裂的条件判别式。当 $\mu_0 < \left(\frac{1}{2}(1-\sin\phi)\right)$ 时，则岩块将以张破裂方式破坏，当 $\mu_0 \geqslant \frac{1}{2}(1-\sin\phi)$ 时，则岩块将以剪破裂方式破坏。

三轴试验资料表明，岩石随着围压增大，一方面泊松比增大，另一方面内摩角逐渐减小，即

$$\mu_0 = f(\sigma_3) \tag{2.2.52}$$

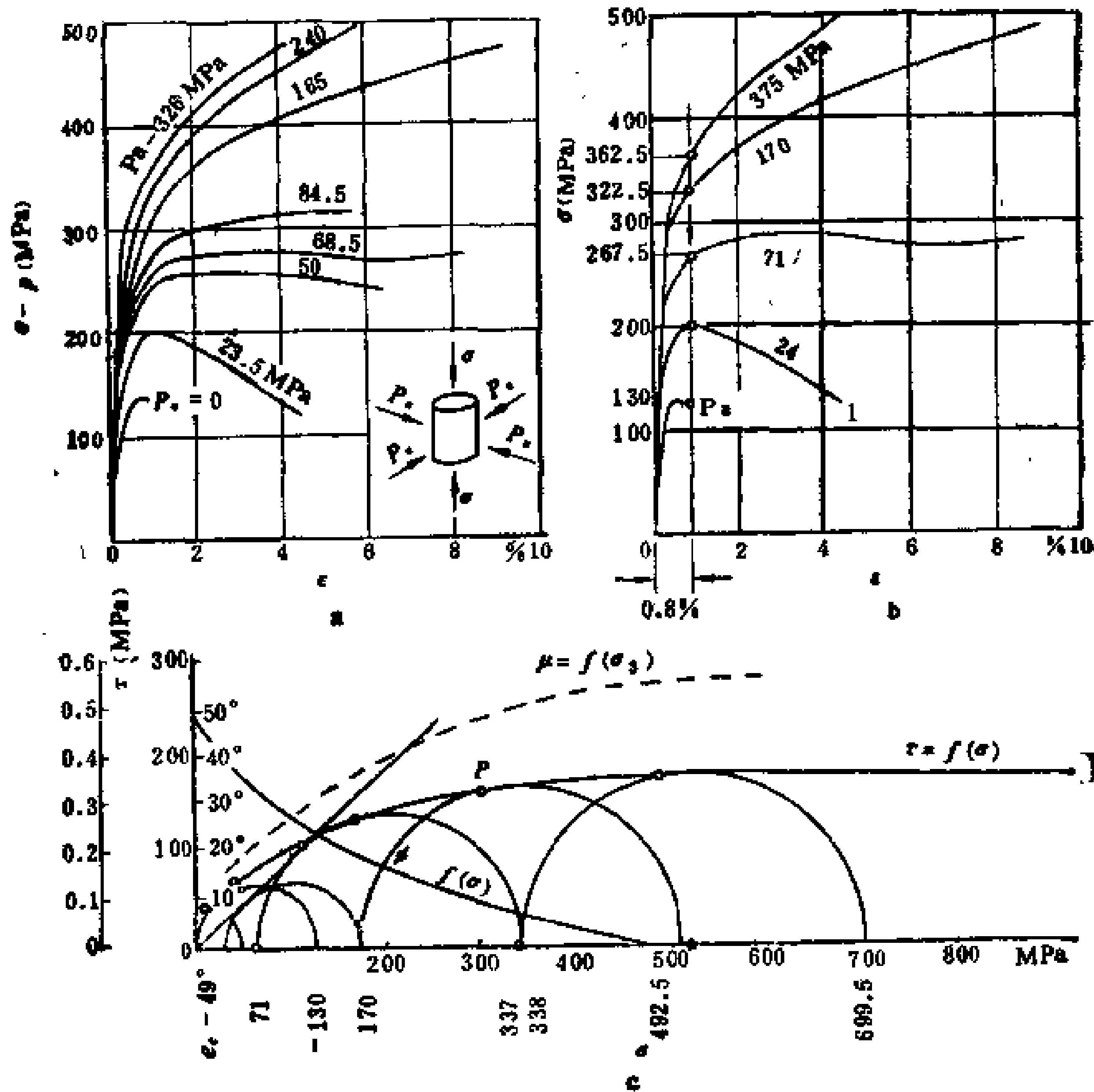


图 2.2.16 大理岩力学性质与围压关系

(V. Karman, 1911)

$$\phi = f(\sigma_3) \tag{2.2.53}$$

将式 (2.2.52), (2.2.53) 代入式 (2.2.51) 可解得张破裂转化为剪破裂的转化围压。图 2.2.16 示意地展示了这一条件。

大量的实验资料表明，连续介质岩体破坏机制密切地与围压有关。图 2.2.17 为大理

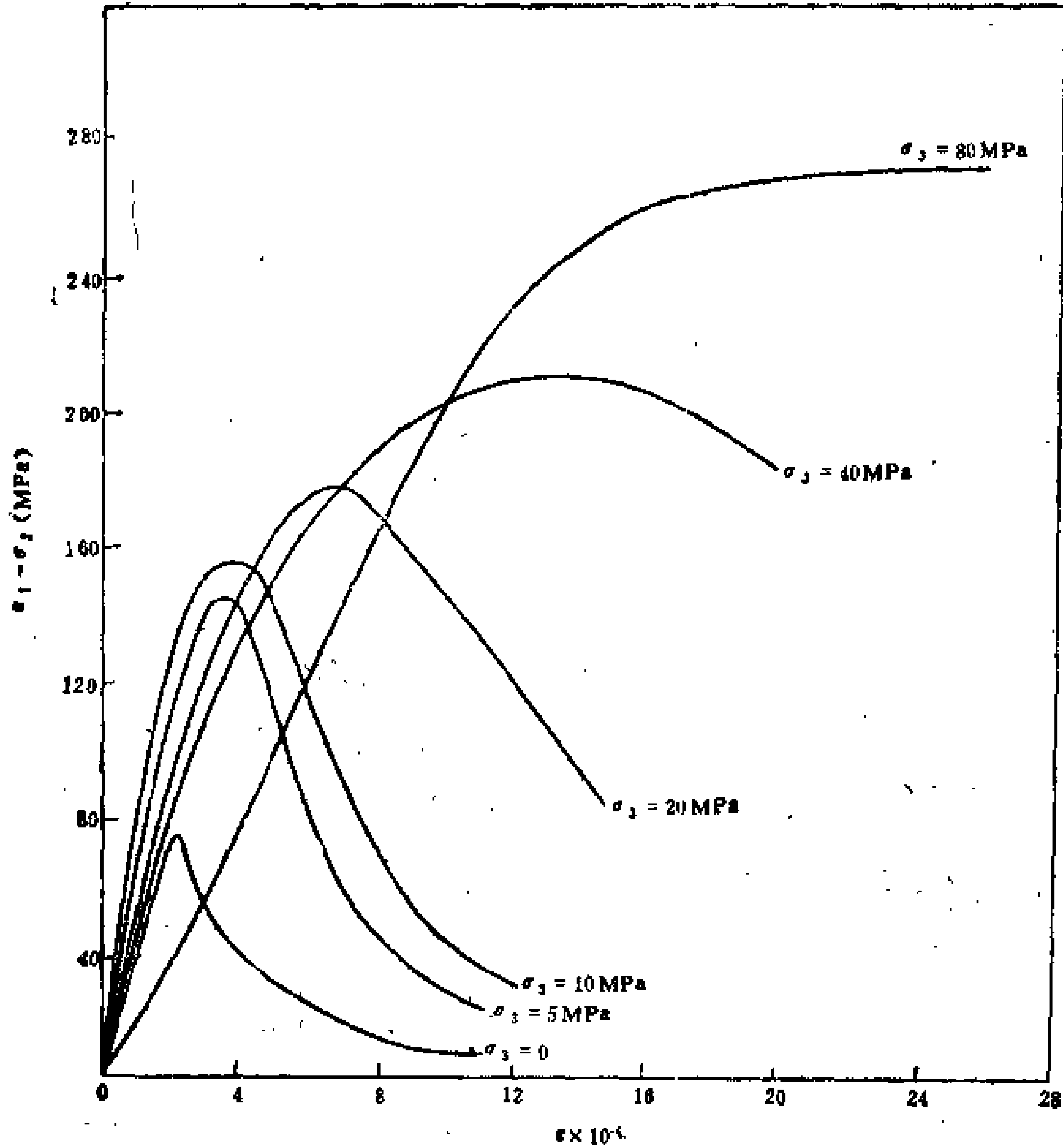


图 2.2.17　大理岩在等围压下应力–应变曲线[1]

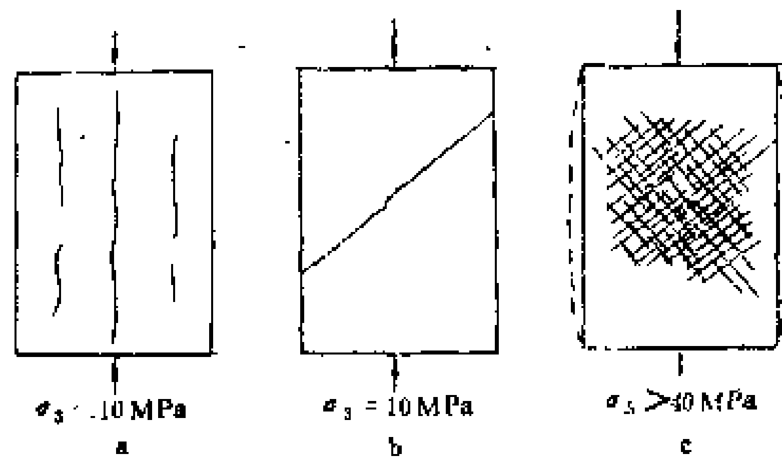


图 2.2.18 与图 2.2.17 的试验破坏机制与围压关系

1）长沙矿冶研究所，1976 年资料。

岩在不同围压条件下应力-应变曲线。曲线资料表明，围压低于 10MPa 时，大理岩具明显的脆性破裂，应力达峰值后迅速跌落。围压高于 80MPa 时，呈全塑性变形。这种塑性变形实际上在 $\sigma_3=20$MPa 时已经出现，而 $\sigma_3=40$MPa 时已经很明显。对试验后的试件考察进一步可看出，该大理岩在围压由 $\sigma_3=0$ 至 $\sigma_3=80$MPa 过程中，出现有三种破坏方式。如图 2.2.18 所示，在低围压下 $\left(\sigma_3<\frac{1}{8}\sigma_c\right)$ 时，试件呈现张破裂。当围压增加到 $\sigma_3=20$MPa 时，则出现剪破裂。当围压 $\sigma_3=40$MPa 时，便出现剪塑性变形，试件发"胖"表面

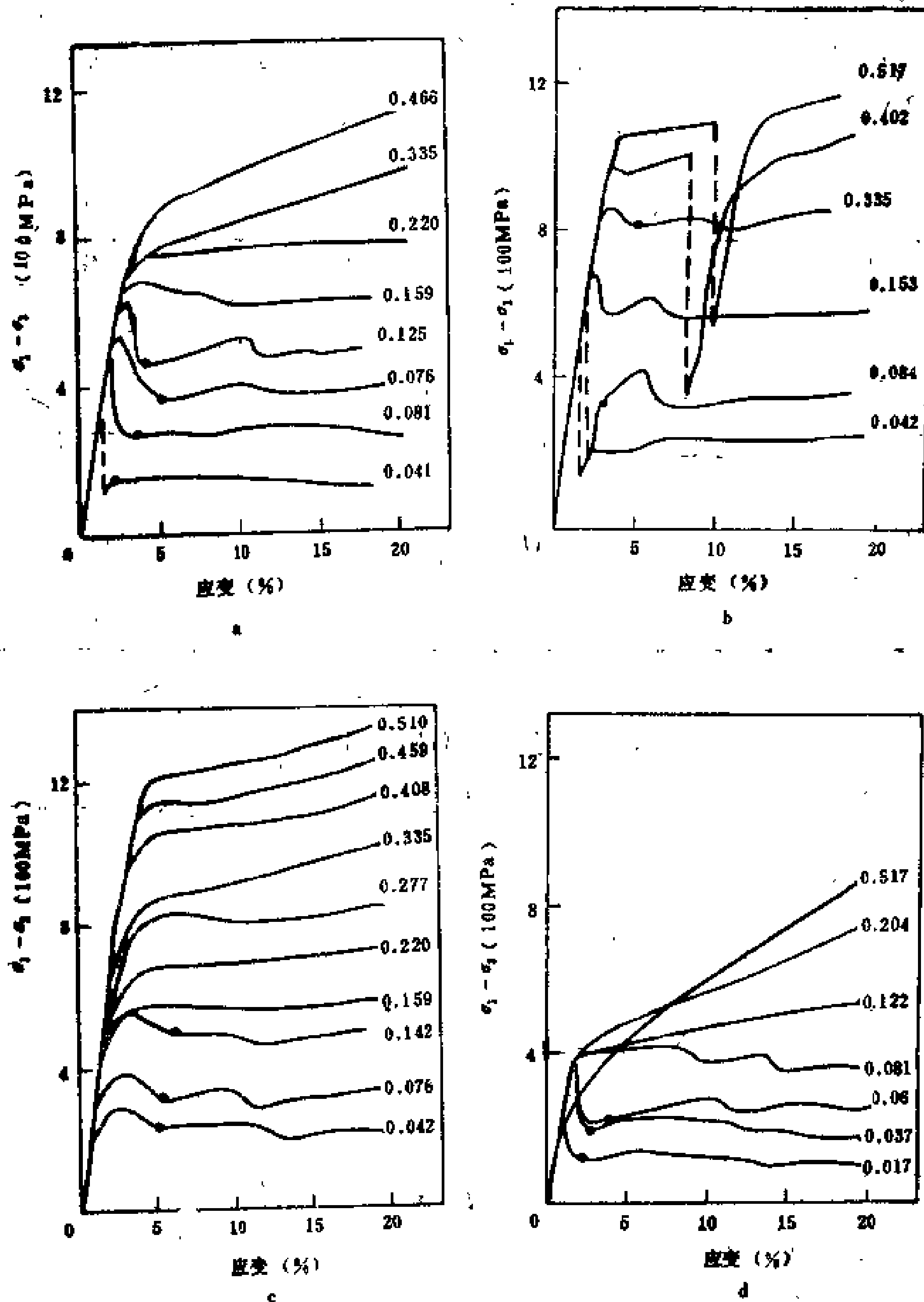


图 2.2.19　岩石脆性—延性转化

(J. D. Byerlee, 1968)

a. Oak Hall 石灰岩；b. Nahant 辉绿岩；c. Sprucl Pine 橄榄岩；d. Solenhofen 石灰岩

形成密集的"X"节理，如图 2.2.18c 所示。上述资料表明，连续介质岩体破坏机制不是一成不变的，不管变形特征或破坏机制上都不断地发生变化，如图 2.2 18 所示。对已有资料进行综合分析，可以得到如图 2.2.19 所示的岩体破坏机制随围压增大而不断发生转化的过程图。

我们将一种破坏机制转化为另一种破坏机制的界限围压 σ_3 定义为破坏机制转化压力。这个问题已有一些研究，但研究得很不够。表 2.2.2 是已取得的部分有关资料，表中资料表明，破坏机制转化压力还是比较分散的，原因在于一种破坏机制转化为另一种破坏机制不是突变过程，而是渐变过程，转化压力点不是很明显，取值具有任意性。一般来说，张破裂转化为剪破裂的转化压力为 $\left(\frac{1}{4}-\frac{1}{5}\right)\sigma_c$，而脆性破裂转化为塑性变形转化压力大约为 $\left(\frac{1}{3}-\frac{2}{3}\right)\sigma_c$。

表 2.2.2　破坏机制转化压力 σ_3

岩石名称	张破裂/剪破裂	剪破裂/塑性变形	资料来源
大理岩	$\doteq \frac{1}{4}\sigma_c$	$\frac{1}{3}\sigma_c \sim \frac{1}{2}\sigma_c$	长沙矿冶研究所压力室
大理岩	$\doteq \frac{1}{5}\sigma_c$	$\frac{1}{3}\sigma_c - \frac{1}{2}\sigma_c$	V. 卡门
泥灰岩		$\frac{2}{3}\sigma_c$	B. B. 马特维耶夫
石灰岩 大理岩		$\frac{1}{3.4}\sigma_c$	茂木清夫
盐　岩		$\frac{1}{3.3}\sigma_c$	美国恳务局

3. 岩块沿结构面滑动判据

其力学模型如图 2.2.20 所示。大量实验结果证明，库仑方程是这种破坏的适宜的破坏判据，即

$$\tau = \sigma_n \operatorname{tg}\phi_j + C_j \tag{2.2.54}$$

式(2.2.54)中 ϕ_j，C_j 分别为结构面的摩擦角及胶结力或咬合力。

这个判据对坚硬结构面和软弱结构面都适用。应当注意，ϕ_j，C_j 包括结构面起伏效应改正部分，即爬坡角改正部分在内。

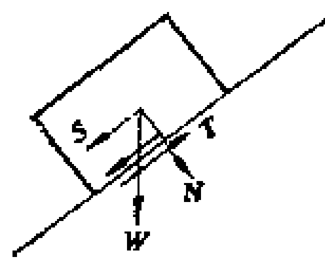


图 2.2.20　块体滑动力学模型

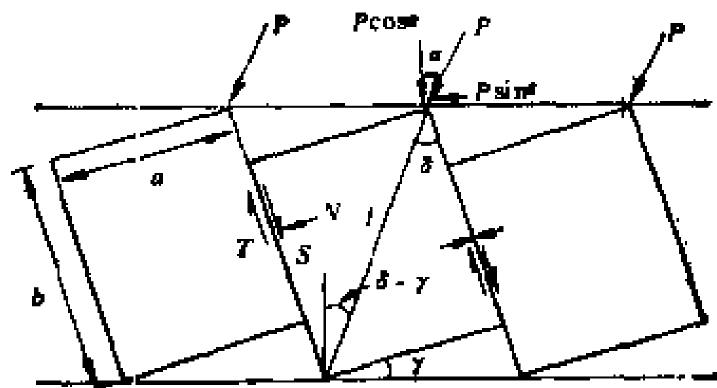


图 2.2.21　结构体转动破坏机理模型

4. 结构体转动破坏判据

其力学模型示于图 2.2.21。结构体产生转动形成破坏的力学条件为

$$\sum M_A \geqslant 0 \tag{2.2.55}$$

$$S \geqslant T \tag{2.2.56}$$

根据图 2.2.21 力学模型及第一个条件,结构体转动条件为

$$Pl \sin\alpha \cdot \cos(\delta - \gamma) - Pl \cos\alpha \sin(\delta - \gamma) \geqslant 0 \tag{2.2.57}$$

即

$$\sin(\alpha - \delta + \gamma) \geqslant 0 \tag{2.2.58}$$

即

$$\alpha - \delta + \gamma \geqslant 0 \tag{2.2.58'}$$

由此得结构体转动条件为

$$\alpha \geqslant \delta - \gamma \tag{2.2.59}$$

这个条件实际上就是作用力 P 方向与结构体对角线方向一致。

根据图 2.2.21 及第二个条件可以写出结构体滑动条件为

$$S \geqslant T$$

$$S = P\cos\sigma$$

$$N = P\sin\delta$$

$$T = N\operatorname{tg}\phi_i + C_i = P\sin\delta\operatorname{tg}\phi_i + C_i$$

整理得

$$P\cos\delta \geqslant P\sin\delta\operatorname{tg}\phi_i + C_i \tag{2.2.60}$$

当 $C_i = 0$ 时,上式变为

$$P\cos\delta \geqslant P\sin\delta\operatorname{tg}\phi_i \tag{2.2.61}$$

得

$$\cot\delta \geqslant \operatorname{tg}\phi_i$$

即

$$90° - \delta \geqslant \phi_i \tag{2.2.62}$$

或

$$\delta \leqslant 90° - \phi \tag{2.2.63}$$

由此得到结构体滚动失稳条件为

① $\alpha \geqslant \delta - \gamma$

② $\delta \leqslant 90° - \phi$

5. 倾倒变形破坏判据

反倾向板裂结构或板裂化岩体边坡常出现倾倒变形导致破坏现象。倾倒变形破坏实际上是由两个过程组成的,即①在自重作用下板裂体产生弯折;②折断点联贯成面,上覆岩体在重力作用下产生滑动或溃屈,最后导致边坡破坏(图 2.2.22)。如果板裂体弯折形成的破裂面倾角较缓、较深时,倾倒弯折只是导致破坏产生边坡大变形,而不产生边坡破坏(如金川露天矿边坡)。显然,倾倒破坏必须满足两个条件,即

1) 板裂体弯折断　其破坏判据为:在自重和传递力作用下产生的倾复力矩 M_T 大于内部摩擦力产生的抵抗力矩 M_r,即

$$M_T \geqslant M_r \tag{2.2.64}$$

其力学模型如图 2.2.23 所示,根据式(2.2.64)条件,取图 2.2.23 A 点力矩可以写出

$$\int_0^l (\sigma_h - \sigma'_h) x\,dx + W\left(\frac{l}{2}\cos\alpha - \frac{b}{2}\sin\alpha\right) - b\int \tau\,dx \geqslant 0 \tag{2.2.65}$$

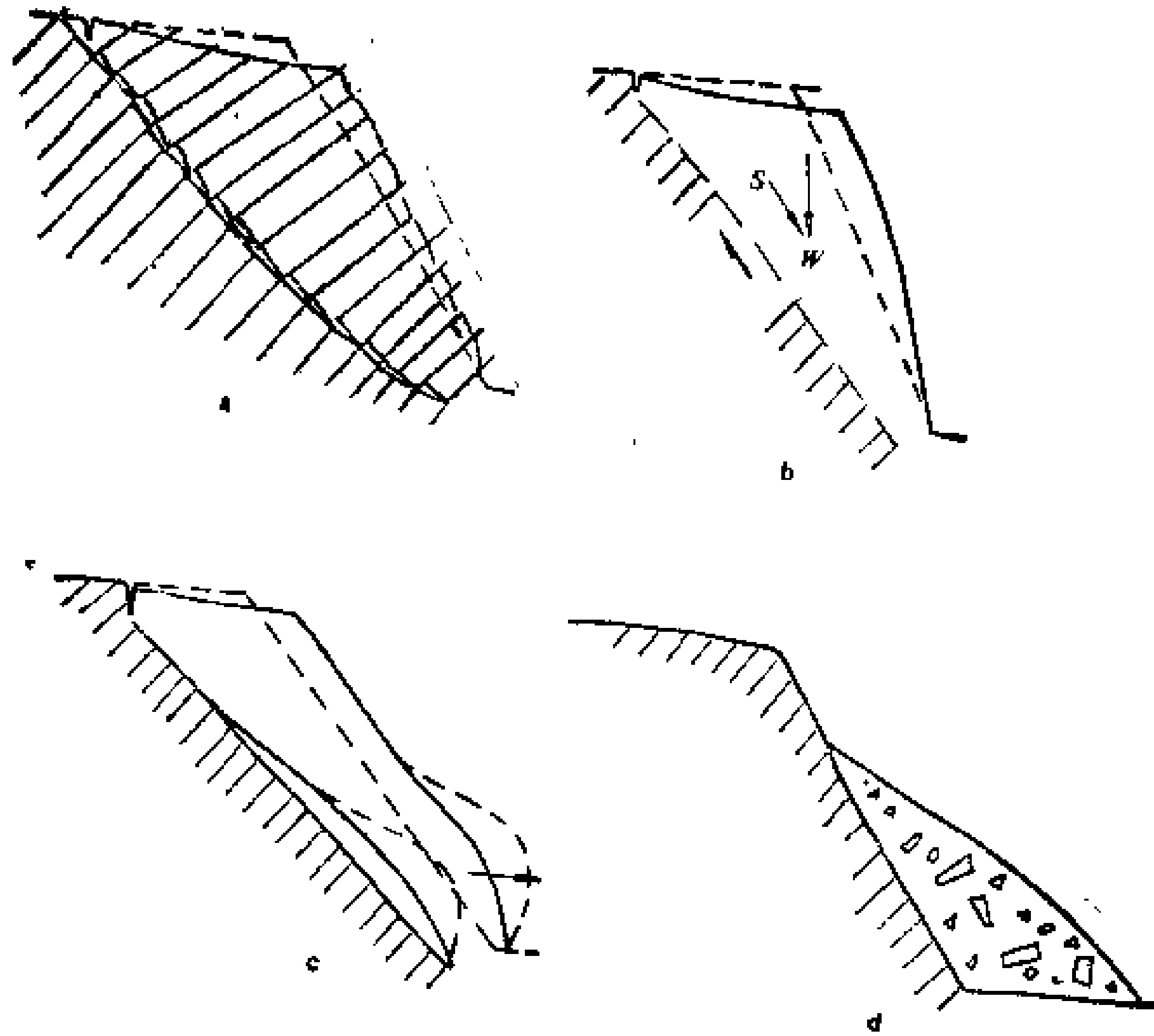


图 2.2.22　边坡倾倒破坏过程

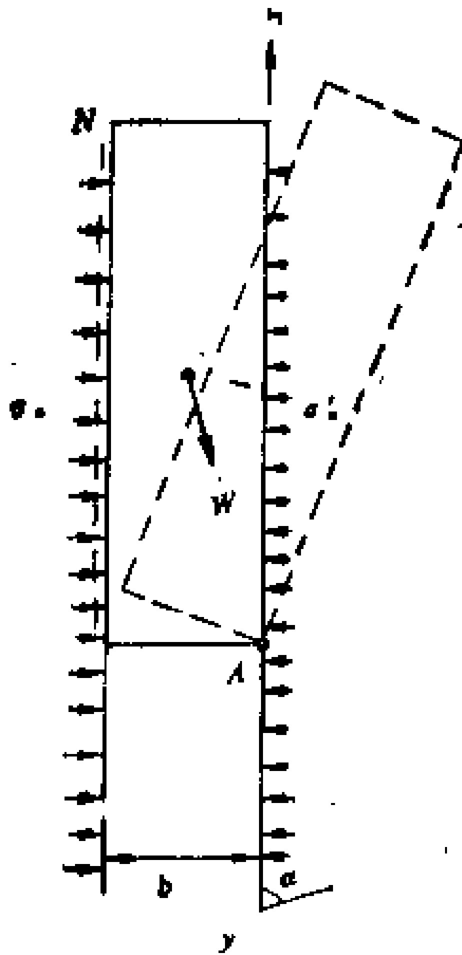


图 2.2.23　倾倒变形力学模型

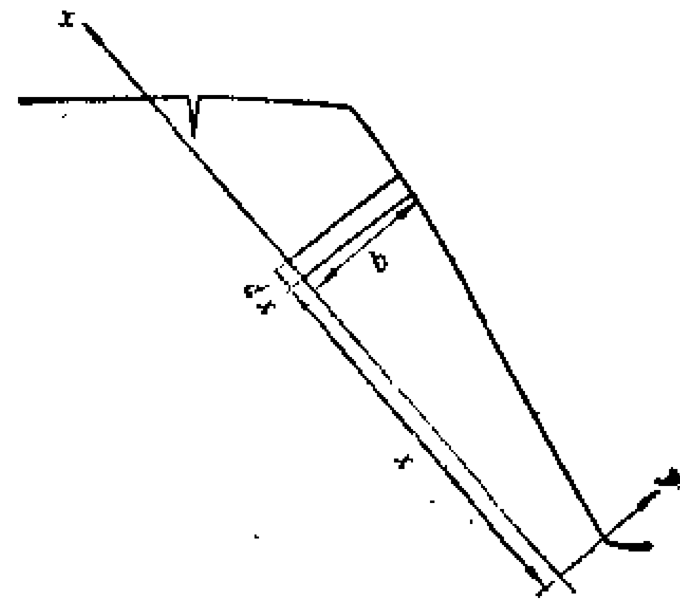


图 2.2.24　倾倒溃屈失稳力学模型

如果岩体内 σ_k 分布已知时，便可利用式 (2.2.65) 求得折断深度 l。因岩体受节理切割，式(2.2.65)中有一个附加条件，即板裂体弯折强度为零，这个假说一般来说是正确的。

2）倾倒体破坏条件　　上面指出过，其破坏有两种可能：

① 滑动

板裂体折断面以上岩体沿折断面滑动，其破坏判据为下滑力 S 大于抗滑力 T，即

$$S \geqslant T \tag{2.2.66}$$

如果 $S < T$ 时，则不发生滑动破坏。但应注意，还可能产生溃屈破坏。

② 溃屈破坏

由于板裂体折断面以上部分岩体的形状是不规则的，因此不能用一般规则的梁板失稳判据。应将式 (2.1.278) 中的 q 改为变数，即

$$q = b \cdot \gamma \cdot dx \tag{2.2.67}$$

如图 2.2.24 所示，

$$b = f(x) \tag{2.2.68}$$

代入式 (2.2.67) 得

$$q = \gamma f(x)\,dx \tag{2.2.69}$$

将式 (2.2.69) 代入式 (2.2.70)，求解其失稳的临界载荷，即为所求。

倾倒变形和由倾倒变形导致的破坏不仅可在边坡工程中产生，也可在地基工程、地下洞室中产生，这一破坏判据可得到广泛应用。

6. 溃屈破坏判据

这是板裂介质岩体工程和自然边坡中经常出现的一种破坏机制。如图 2.1.279 所示，其破坏条件与板裂体变形的弹性曲线形态密切有关。最常见的一种弹性曲线为

$$y = a\left(1 - \cos\frac{2\pi x}{l}\right)$$

其破坏判据为

$$P_{cr} = \beta\,\frac{8\pi^2 EI - ql^3 \sin\alpha}{2l^2} \tag{2.2.70}$$

式中 E 为板裂体弹性模量；I 为板裂体截面矩；q 为单位长度板裂体的重量；l 为分析段板裂体长度；α 为板裂体倾角，β 为板裂体碎裂特征系数，它与板裂体内节理发育程度有关。如板裂体为完整的，则 $\beta = 1$。

式 (2.2.70) 对地基工程、地下洞室工程、边坡工程都有效。如

当 $\alpha = 0$ 时，相当于水平岩层板裂介质岩体抗力体抵抗水平载荷能力，此时

$$P_{cr} = \beta\,\frac{4\pi^2 EI}{l^2} \tag{2.2.71}$$

当 $\alpha = 90°$ 时，相当于直立边坡和地下洞室边墙，此时其极限抗力为

$$P_{cr} = \beta\,\frac{8EI\pi^2 - ql^3}{2l^2} \tag{2.2.72}$$

当 $P_{cr} = 0$ 时，相当于在自重作用下板裂介质岩体边坡极限坡长 l

$$l = \sqrt[3]{\frac{8\pi^2 EI}{q\sin\alpha}} \tag{2.2.73}$$

7. 弯折破坏判据

它与梁的破坏机制相同，其力学模型如图 2.2.25 所示。其破坏判据为：

$$\sigma_T = [\sigma_T] \tag{2.2.74}$$

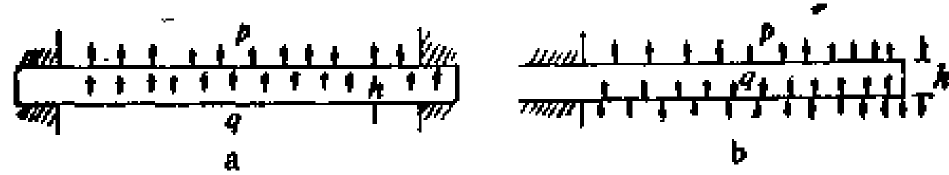


图 2.2.25 弯折破坏力学模型

a. 固定端梁； b. 悬臂梁

式中 $[\sigma_T]$ 为材料抗拉强度；σ_T 为梁板内拉应力，即

$$\sigma_T = \frac{My}{I} \tag{2.2.75}$$

式中 M 为梁板截面内弯矩；y 为中性轴距梁表面距离；I 为梁板截面对中性轴的惯性矩；对矩形截面

$$I = \frac{1}{12} bh^3$$

式中 b 为板裂体宽度；h 为板裂体厚度。

三、岩体力学性质的基本规律

（一） 概 说

1. 基 本 概 念

岩体抵抗外力作用的能力称为岩体力学性质，这种能力是由组成岩体的岩石、结构、赋存环境条件形成的。岩体力学性质不是固定不变的，而是由于岩体结构的原因，它又可随着试件尺寸增大而降低，工程作用方向与岩体内的结构面产状间的关系不同，其变形和破坏强度也不一样；同时，它随着环境因素改变而产生变化。环境条件是一组活的因素。以粘土岩破坏强度为例，它可随着环境应力 (σ_3) 增加而增高，随着含水量增加而降低，因此，试验时求得的试块强度只是代表一定条件下的岩体抵抗变形和破坏的能力。由于试验时条件不同，所取得的资料有时偏高，有时偏低。尤其是当试验条件与工程作用条件不同时，试验结果不能直接用于岩体工程力学分析，而必须考虑工程作用条件及岩体工作状态条件来加以改正，即进行岩体力学性质综合分析，才能供岩体力学分析用。有一些工程的刚度很大，控制工程稳定安全的主要因素不是破坏，而是变形。在这种情况下必须认真地研究变形特性。如果上部结构是柔性的，那么对变形的适应性大，显然，控制性因素是岩体稳定性问题，这就要求认真地研究岩体破坏条件问题，要求岩体力学试验时认真考虑选择取得有用的资料的方法和技术，不能简单地按规程办事。如为坝基分析进行变形测试时，就不能简单地采用刚性压板做试验，最好选择与坝基刚度相当的压板做试验，以采用混凝土压板做试验为宜。有人说，这种压板在规程里没有。应当指出，规程不是先验的，而是实践的总结，规程应给出一些试验条件、方法、原则，不可能包括所有的细节。在做岩体力学性质研究时，必须根据具体情况做出试验设计，而不是简单地按规程试验，这样做可使试验质量提高一些。这里关键的是作用力的“力”的问题，工程的作用力是十分复杂的。由于上部结构不同，可以是刚性的，也可以是柔性的；可以是静载的，也可以是动

载的，它是岩体力学试验中非常重要的因素之一。还应该注意，如上面指出的那样，岩体力学性质是在三部分因素控制下形成的，即在岩石、结构及环境因素控制下形成的，岩体力学性质研究中，必须对这三组因素对所研究的岩体力学性质的贡献能力认真研究，据此进行综合分析，方能给出比较符合岩体实际的力学参数。

2. 研究状况

岩体力学研究始终是把岩体力学性质研究作为基础性工作，没有岩体力学性质研究就谈不上岩体力学研究。岩体力学研究正确与否受许多因素控制，最主要的有两项，其一为岩体结构，如果岩体结构搞不清，不管是怎样精确的力学分析都可能是无效的；其二为岩体力学性质，它在岩体力学分析中的作用是非常明显的。如果岩体力学性质指标定高了，计算结果中包含有很大的危险；如果给低了，则又可能包含着很大的浪费，甚至可能导致否定建筑可能性，其危害也是极大的。显然，岩体力学性质研究是非常重要的。为了正确地取得岩体力学性质资料，岩体力学试验工作曾几经变革。在岩体力学发展的初期，由于对岩体力学性质认识不深，因此只能简单地将材料力学和建筑材料试验方法引进或抄袭到岩体力学性质研究中来。将小试块力学性质试验结果视为岩体力学性质，这段历史并不长，人们很快就认识到，小试块力学性质不能代表实际岩体力学性质，岩块力学性质明显地具有尺寸效应。同时，人们也注意到能取到实验室内做试验用的试块主要是好岩石，而破碎的、软弱的，特别是软弱夹层部分取不到实验室用的试件。因此，在60年代初开始，出现了野外原位试验的热潮。野外原位试验无疑是比实验室试块试验进了一大步，它可以放大试验用的试件尺寸，也可以专门做软弱岩体和软弱结构面力学试验，大有将室内试验否定之势。野外原位试验试件尺寸愈来愈大，有的大至17m。实际上，试件再大也大不过地质体尺寸和工程尺寸，还是代表不了实际岩体力学性质。原位试验结果能否表征岩体力学性质？争论很大。关键在于试件尺寸究竟取多大合适。有的用30cm边长，有的用50cm，1m，甚至更大。试件尺寸大了是否就能代表岩体呢？实际上还是不行的。另一方面，原位试验还存在许多问题。其中主要的是试件制备过程中对岩体产生扰动，这种扰动在复杂的地质条件地区尤为显著，如高地应力区、高含水量地区，试件很容易被扰动，试验结果也代表不了岩体真实的力学性质。

目前比较多的人认为，比较合理的岩体力学试验方法是岩体内部测试，即钻孔内测试。这方面工作，实际上60年代已经开始，可是发展速度很慢，近年来有加快的趋势。在此基础上，已经出现综合测孔的设想，这一设想将推动岩体力学试验进入一个新阶段。当然，这里还存在许多问题有待于研究。在此同时，原位岩体变形观测反分析也发展了起来。这显然也还存在一些问题，其中主要的问题是力学模型问题还有待于研究。上述表明，岩体力学性质研究方法和技术并不成熟，大型原位试验结果并不一定可靠，试件再大也很难全部代表岩体的实际情况，实际上，也还是一个试块。在试验结果应用时，还必须进行岩体结构力学效应及环境因素力学效应修正。如果能将岩体结构力学效应规律及环境因素力学效应规律搞清楚，将来的岩体力学性质研究完全可以分为两个阶段进行，即在可行性论证方案设计阶段，以取样小试件实验室试验取得试块力学性质资料，然后进行结构效应及环境因素效应改正提供方案论证阶段力学分析用的岩体力学性质资料；在施工阶段，组织变形监测和岩体力学性质反分析，给出岩体力学性质，修正设计和指导施工，这

是目前岩体力学性质研究的发展趋势。

3. 研 究 方 法

关于岩体力学性质，目前比较多的是靠试验取得。而工程师习惯用的是比拟。作为一个工程师，没有把握是不敢超前的，有把握而没有先例的情况下，一般也不过超前 20% 左右。如混凝土与岩石接触面的摩擦系数 f 值，试验值可高达 1.0 以上，而目前只敢用到 0.65—0.7。这是经验值，没人敢用到 1.0。这样做是否有道理呢？根据现有的一些规律，如就尺寸效应看，不敢直接用试验资料是有道理的。已取得的完整岩块的尺寸效应资料是

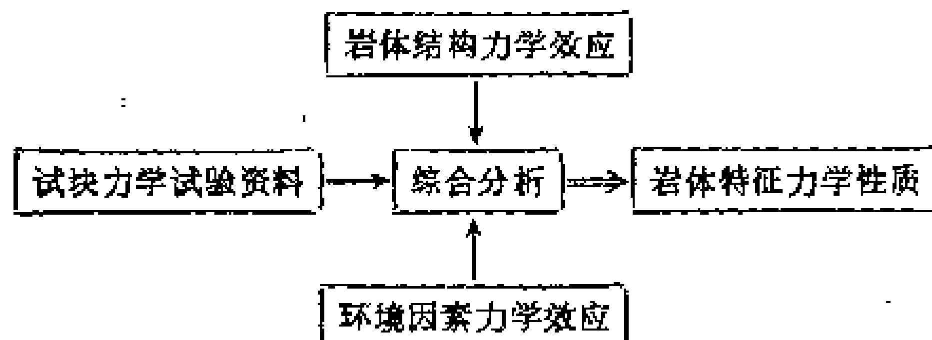
$$\frac{\sigma_m}{\sigma_c}=70\%$$

式中 σ_m 为大尺寸岩体的抗压强度；σ_c 为小尺寸试块的抗压强度。

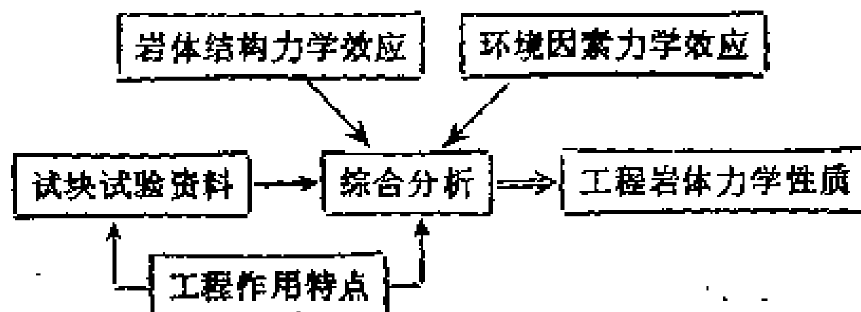
根据归一化系数具有一般规律判断，抗剪强度也具有这种规律。据此，完整岩体抗剪强度 τ_m 可以取为

$$\tau_m=0.7\tau_0$$

式中 τ_0 为小试块抗剪强度。看来工程师的取值不是没有道理的。显然，将试验结果直接用做设计指标是不合适的，应该考虑岩体结构、环境因素条件进行综合分析，给出计算用指标，这是新近的发展趋势，是科学的方法。岩体力学性质不是仅仅根据试块试验能给出来的。一般的试验值包含岩石材料性质的成分多；试件大一些，包含有一些结构的成分。而实际对岩体力学性质起作用的是岩体结构，因此，在岩体力学性质研究中，应该研究岩体结构特征，做大比例尺素描，还要认真研究环境因素特征。把这些信息与岩体力学性质间的关系、规律，即岩体结构力学效应，岩体赋存环境力学效应加以研究，结合小试件的试验结果进行综合分析，给出岩体力学性质。应当注意，这只是表征岩体一般特征的力学性质，我们称为岩体特征力学性质。这种关系可以用下面的方框图表达



这种试验资料仍不能适用于工程设计计算。在选取计算用值时，还必须考虑工程作用特点，特别是工程作用方向与岩体结构的关系及尺寸特征关系，这就要求在试验时将这些因素考虑进去。在岩体力学性质分析时，还要将工程作用特点考虑进去。如此，工程岩体力学性质除考虑岩体结构力学效应、环境因素力学效应以外，还要考虑工程作用特点。经过这些综合分析，给出的岩体力学性质才能作为设计计算指标。这种关系可以用下面的框图表述：



如果我们掌握了岩体结构力学效应规律、环境因素力学效应规律，我们就可以进行岩体力学性质综合分析。以往把这一想法看作是空想，我们认为经过近十多年的研究，已经可以把这种设想变为现实。为了实现这种设想，必须对岩体力学性质的形成规律有一个基本认识。

岩体与岩石不同。岩体是具有一定结构，赋存于一定的地质环境中的地质体。显然，影响岩体力学性质基本因素有如下四组：

（1）结构体——岩石力学性质；

（2）结构面力学性质；

（3）岩体结构力学效应；

（4）环境因素，特别是水和地应力的作用。

地下水是岩体力学特性形成的重要因素之一。特别是对中新生代的粘土岩、断层泥、膨胀岩等的力学性质形成的影响更为重要。关于这个问题我们在"地下水"一节内已作过简要讨论，在此不再重述。影响结晶的坚硬岩类的岩体力学特性的关键因素为岩体结构、结构面及地应力因素，其中结构面是一个核心因素。岩性及地应力条件对结构面在岩体力学性质形成上起着一定的控制作用，它可以使岩体的力学性质发生转化，这种转化一方面表现在岩体连续性上的变化，另一方面表现在岩体破坏由脆性向柔性转化，随此便产生了岩体在力学介质上亦有转化现象。所以，在认识岩体力学特性上首先必须对岩性、结构面、岩体结构、地应力、地下水在形成岩体力学性质上的作用有深刻的了解。

（二）结构体——岩石力学性质基本特点

结构体是岩体结构组成的单元，岩石是岩体的组成材料成分。恰当地说，岩石是结构体的基本组成成分。

岩石对岩体力学性质的影响，实际上是通过结构体的力学性质来表征的。结构体大小、排列方式、形状以及它本身的结构直接影响岩体的力学性质。在结构体强度较高时，一般来说，主要是结构面力学性质控制着岩体力学性质；而在结构体强度较低时，结构面往往不起决定作用，结构体对岩体力学性质和力学作用具有控制作用，结构体力学性质主要控制于岩性特征上。在某种意义上来说，结构体力学性质也就是岩石力学性质。

对岩石力学性质研究已经取得到了大量的资料，这里不拟一一进行介绍。下面只想讨论三个基本问题：①岩石力学性质指标取值；②影响岩石或结构体力学性质基本因素；③岩石力学性质相关特性。

1. 岩石力学性质指标概念及取值

岩体力学研究的基本问题是变形和破坏。变形发展至一定阶段则引起岩体结构改组，导致破坏。岩石亦是一样，变形是在载荷作用下经过一定的时间形成的。岩石（体）变形的时间过程是岩体力学研究的最基本工作。对岩石力学性质研究来说也是如此。岩石力学试验要求取得的最基本资料有两类：①在一定载荷作用下取得的变形过程曲线；②在一定加载控制下取得的试件应力-应变曲线。对研究岩石基本力学性质来说，这是最基本的资料。图 2.3.1 是这类资料的示意图。

图 2.3.1 直观地告诉我们，岩石变形过程一般可以分为四个阶段：

① 瞬时变形。这部分主要为弹性变形即图中所示的 ε_e；

② 阻尼变形，即 ε_r 部分；

③ 常速流动变形。有的学者曾提出过岩石不存在常速流动变形部分。我们在试验中和实际工程变形观测中都见到这种变形，而它常延续很长一段时间，这部分变形常用应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 表示；

④ 加速变形。实际上，它是岩石破坏的征兆。

目前对岩石变形研究，主要是研究前三部分，即弹性变形、阻尼变形及常速流动变形。与常速流动变形相比，阻尼变形的时间是很短的，在岩石力学试验中常将这部分变形并入瞬时变形之内。这就是岩石力学试验中常要求加载后要观测一段时间，到变形稳定为止的原因。有的试验规程规定，如果在一定载荷作用下变形不出现稳定时，要求变形观测时间到 48h 为止，这种规定是错误的。这时，变形是不稳定的，实际上出现了流动变形，而不是瞬时变形，即阻尼变形早已结束。在这种情况下，合理的方法是沿常速流动变形时间过程曲线的斜率外延与应变坐标轴相交，得到 ε_i（图 2.3.1），ε_i 为包括弹性变形 ε_e 及阻尼变形 ε_r 在内的岩石瞬时变形。这样，可将岩石变形划分为三部分，即

① 弹性变形；

② 瞬时变形——它包括弹性变形及阻尼变形；

③ 流动变形——实际上是指常速流动变形部分。

这是研究岩体变形必须明确的基本概念，也是研究岩体（岩石）力学性质必须明确的基本概念。在此概念基础上，下面来建立岩石力学性质基本指标。这里应当指出，上述的规律是具有一般性的。不论压、剪、拉、弯作用都一样。为了简单起见，下面以压缩试验为例来讨论岩石力学性质基本指标的概念。

① 弹性模量 E

它是表征岩石弹性应变 ε_e 与应力关系的一个参数。

$$E = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon_e} \tag{2.3.1}$$

根据图 2.3.1 资料，取 ε_e 与其相应的 σ 值作 ε_e-σ 相关曲线，得图 2.3.2。由图 2.3.2 可知，

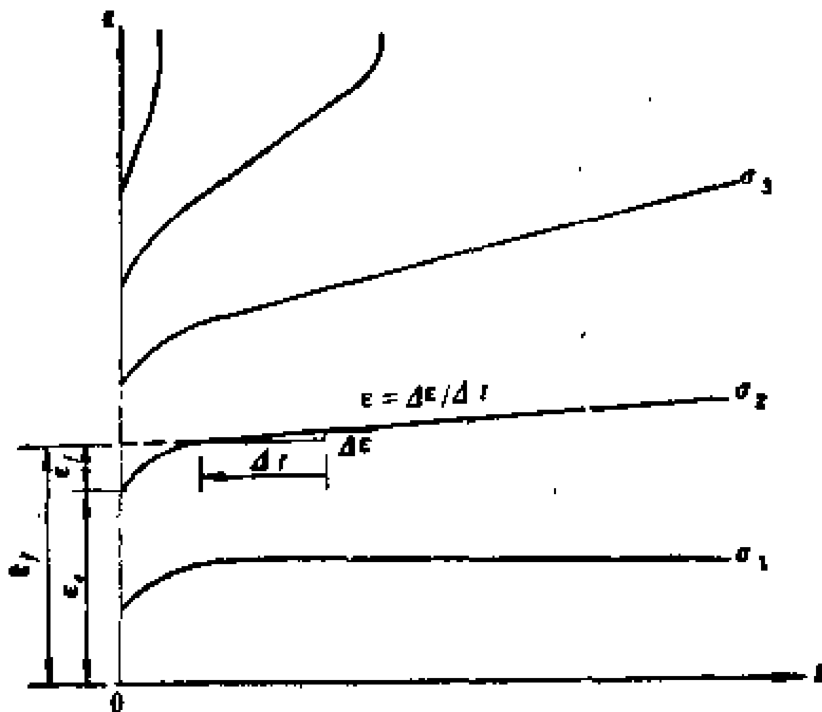


图 2.3.1 岩石在作用力作用下变形过程

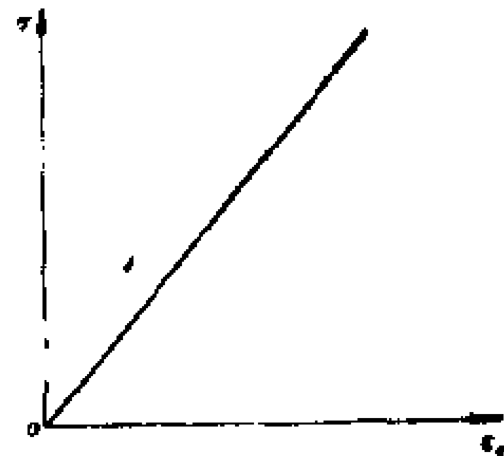


图 2.3.2 岩石弹性变形应力-应变曲线

弹性应变与应力相关曲线是一条直线,即

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_e} \qquad (2.3.2)$$

根据式 2.3.2 可计算得弹性模量值。弹性模量是与时间无关的常数。求粘滞系数较大的弹性材料(如石英岩、花岗岩、玄武岩等)的弹性模量时可以直接用压机压缩岩石材料,在任一应变速率加载控制,求得应力-应变曲线即可,因为,从理论上讲,它与时间无关。如果岩石的粘滞系数较小,粘弹性材料的弹性模量测量时必须考虑时间效应。最好的办法是做流变试验,求得如图 2.3.1 所示的应变过程曲线,取其弹性变形 ε_e 与 σ 值,作图 2.3.2 所示的弹性应变与应力相关曲线,计算弹性模量。直接用压缩试验取得的应力-应变曲线中由于包含有阻尼变形及粘性变形成分,即使严格地采用一定的应变速率控制,而由于变形的力学模型不确定,很难分析其弹性模量。

② 变形模量 E_f

包括岩石弹性应变形和阻尼变形在内的总瞬时应变与应力的相互关系数。它可以由流变试验得到的应变过程曲线,取弹性应变与阻尼应变的合值得到,即

$$\varepsilon_f = \varepsilon_e + \varepsilon_r \qquad (2.3.3)$$

作如图 2.3.3 所示的 ε_f-σ 曲线,它也是一条直线,故按如下公式计算变形模量,即

$$E_f = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon_f} \qquad (2.3.4)$$

目前野外试验中求得的所谓弹性模量,实际上是变形模量,所求的变形模量包括阻尼变形,甚至粘滞变形的塑性变形成分。而实验室内用压机采用连续加载的办法,由于阻尼变形没有充分显示,因此得到的既非纯弹性模量,亦非真正变形模量,其结果是不清楚的。合理的办法是采用梯级加载观测变形过程曲线,利用变形过程曲线分析来求得。

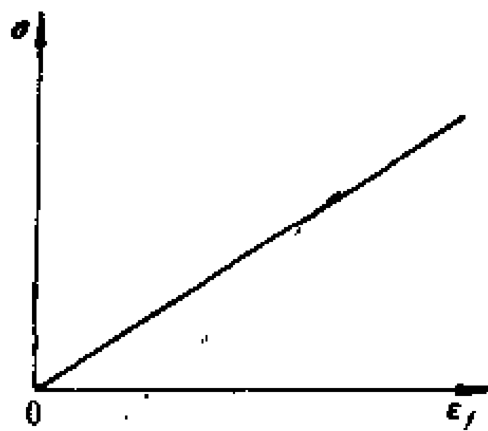


图 2.3.3 岩石总应变与应力关系曲线

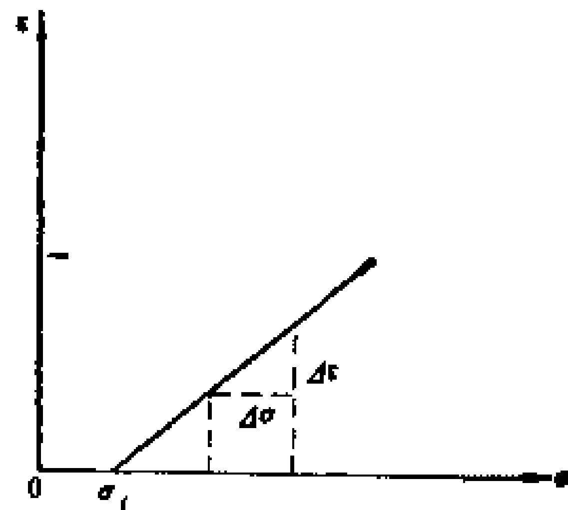


图 2.3.4 岩石应变速率与应力关系曲线

③ 起始流变应力与粘滞系数

它们是表征岩石粘滞特性的两个参数。根据上面所谈的概念,可由图 2.3.1 求取 $\dot{\varepsilon}$ 及相应的应力作应变速率与应力相关曲线,如图 2.3.4 所示。曲线于 σ 轴上的截距即为起始流变应力。在曲线上截取 $\Delta\dot{\varepsilon}$ 与 $\Delta\sigma$,按下式计算粘滞系数,即

$$\eta = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\dot{\varepsilon}} \qquad (2.3.5)$$

或

$$\eta = \frac{\sigma - \sigma_1}{\dot{\varepsilon}} \tag{2.3.6}$$

④极限破坏强度

系在加载过程中岩石流动变形显示出来的自应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 大于加载控制的他应变速率 $\dot{\varepsilon}_c$，加载出现应力降，如再加载时，便出现发散变形，即破坏。该点的应力称为极限破坏应力。为了从概念上说明这个问题，著者绘制了图 2.3.5 的示意图。

现在假定加载控制应变速率为 $\dot{\varepsilon}_c$，在低应力水平条件下，岩石自变形速率 $\dot{\varepsilon} \to 0$。故

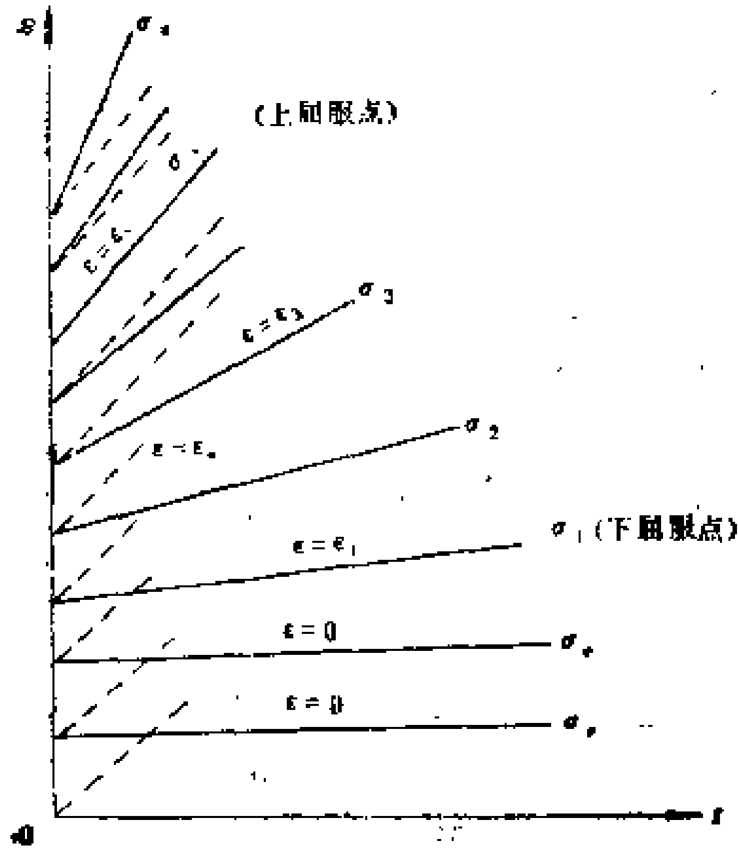


图 2.3.5　岩石自变形与加载控制关系

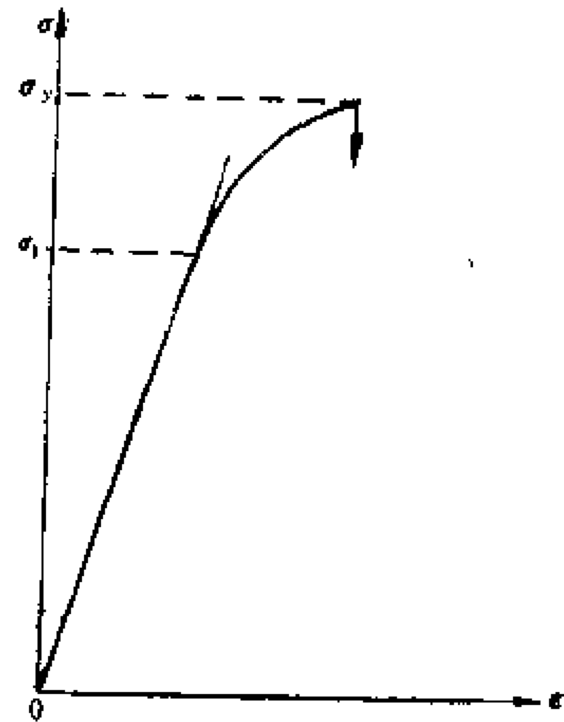


图 2.3.6　岩石变形与破坏过程图解

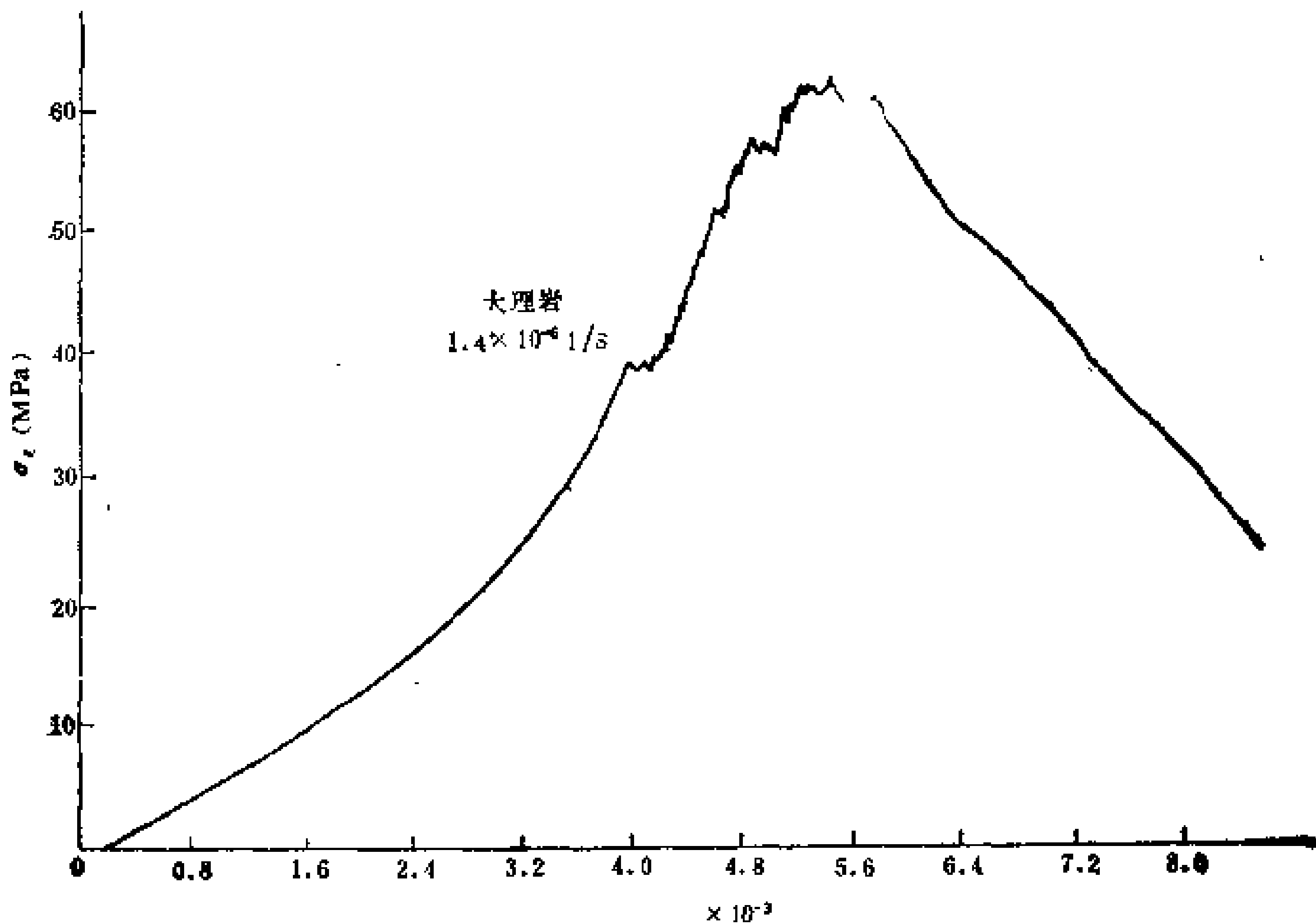


图 2.3.7　$\dot{\varepsilon}_c = 1.4\times10^{-6}/s$ 控制下大理岩变形全过程曲线

$$\Delta\sigma = E\dot{\varepsilon}_a\Delta t \tag{2.3.7}$$

即

$$\sigma = \Sigma\Delta\sigma = E\dot{\varepsilon}_a\Delta t \tag{2.3.8}$$

应力-应变曲线为直线，如图 2.3.6 所示。当应力水平加到 σ_l 时，岩石开始进入流动变形阶段，应力-应变曲线开始向下弯。这一点一般定义为下屈服点，即流动变形起始应力点。以后，随着应力增加而变形曲线弯度不断增大。当应力水平达到 σ_y 时，加载控制应变速率 $\dot{\varepsilon}_a$ 与岩石流动变形速率 $\dot{\varepsilon}_y$ 相等(图 2.3.5)，从理论上讲，应力增量处于零状态，即 $\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon} = 0$。实际上这一点是上屈服点或称为极限破坏点。如果材料存在自增强性能的话，有的还可以出现自增强现象。然后出现崩溃，而达到极限破坏(图 2.3.7)，该点应力称为极限破坏强度。

上面分析表明，极限抗压强度并不是一个常数，而是随着加载控制应变速率增加而增

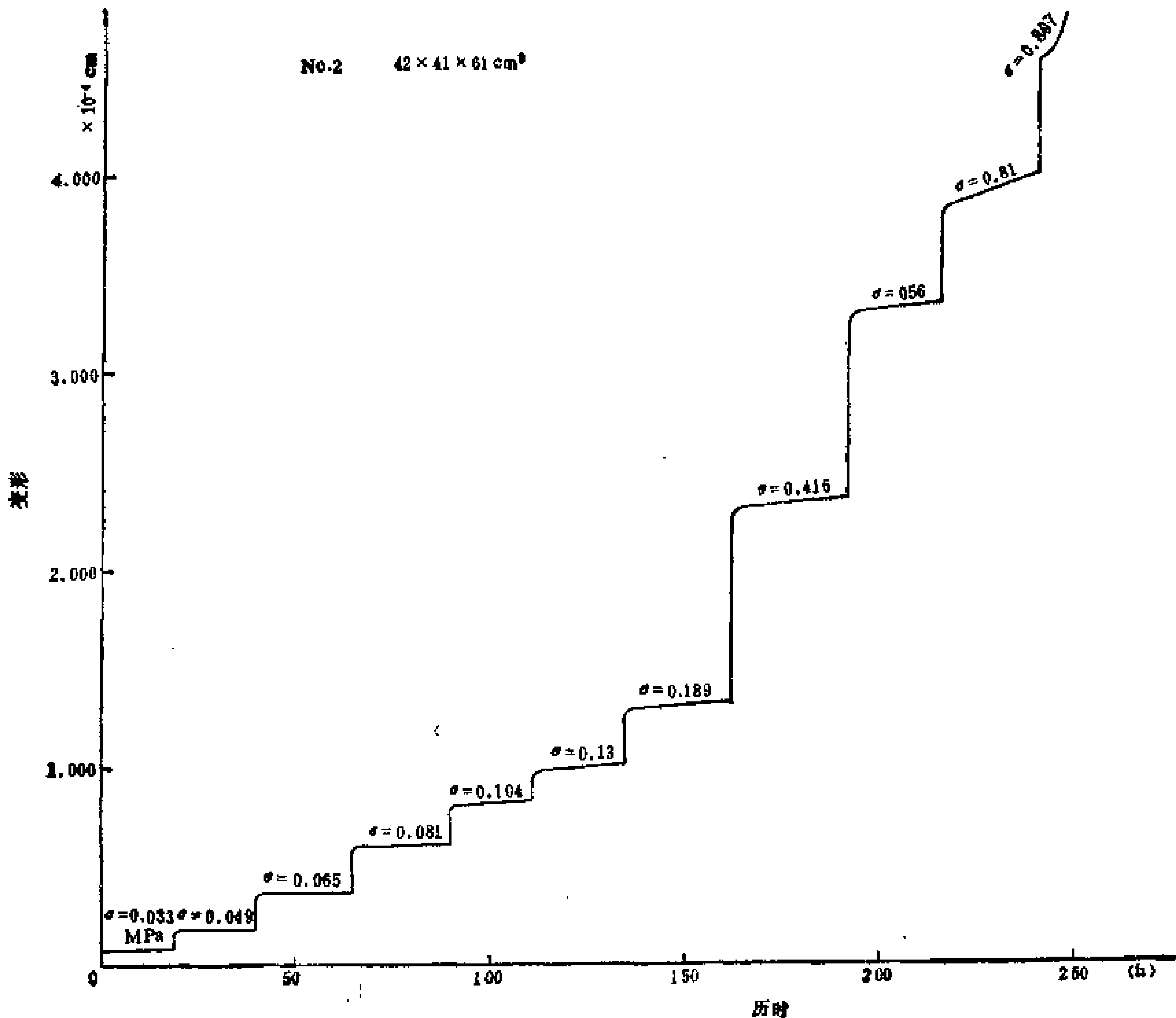


图 2.3.8 粘土岩流变曲线[1]

试件尺寸：42×41×61cm³

1) 周瑞光，岩体工程地质力学问题(九)。

加的。这一特性是由岩石流变特性所决定的。根据式(2.3.6)可以得到极限破坏抗压强度为

$$\sigma_c = \eta \dot{\varepsilon}_a + \sigma_i \tag{2.3.9}$$

式中 σ_i 为岩石起始流变应力；η 为粘滞系数；$\dot{\varepsilon}_a$ 为加载控制应变速率。为了进一步说明这一概念，下面举一实例。

例图 2.3.8 为周瑞光同志做的粘土岩流变试验结果。求解粘土岩力学性质参数。

解：(1) 弹性模量分析　不同载荷级变形过程曲线在变形轴坐标上的截距取弹性变形 ε_e，作 σ-ε_e 曲线(图 2.3.9)。根据图 2.3.9 资料计算得到的弹性模量

$$E_e = \frac{0.621}{0.255} \times 61 = 168\text{MPa}$$

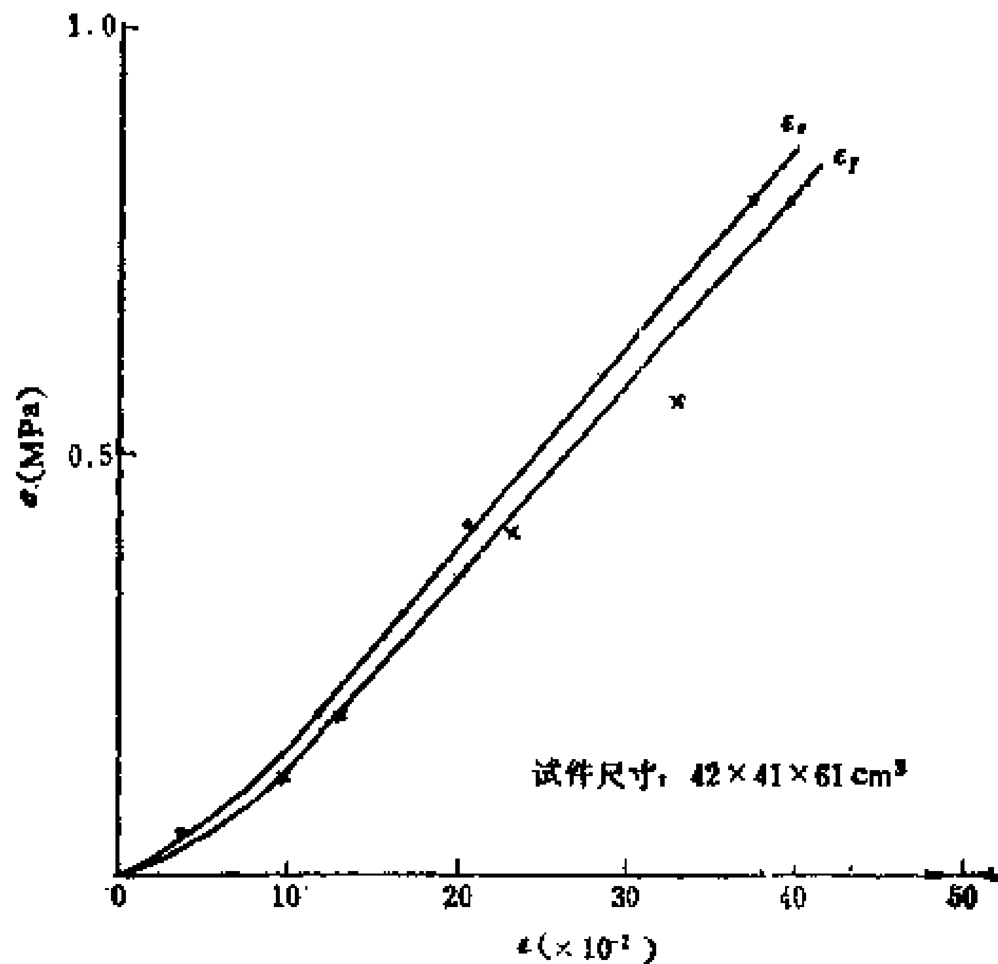


图 2.3.9　岩块应力-应变曲线
试件尺寸：42×41×61cm³

(2) 变形模量分析　作 $\varepsilon_f = f(\sigma)$ 曲线。这条曲线不是一条单调曲线，而略微弯曲。其原因在于试件阻尼变形随作用应力 σ 增大而增大。如图 2.3.9 所示，阻尼变形一般占瞬时变形 ε_f 的 10% 以下。取图中低应力部分计算其变形模量，得

$$E_i = 142\text{MPa}$$

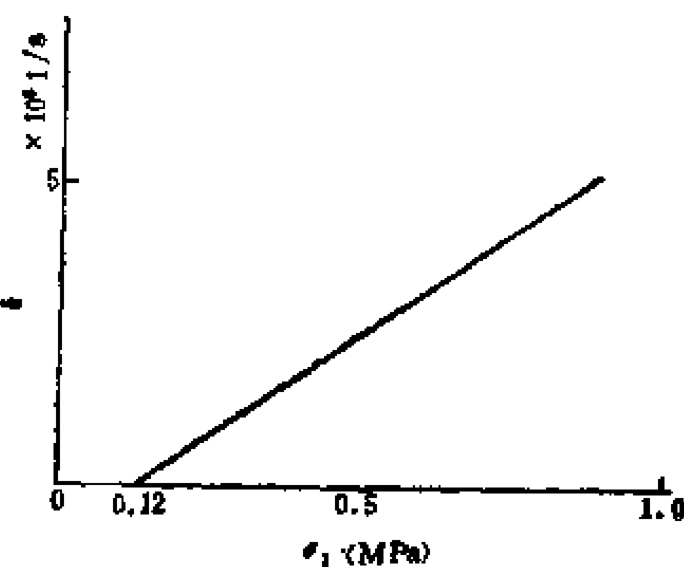


图 2.3.10　粘土岩流变速度与应力水平关系

(3) 起始流变应力及粘滞系数　根据图 2.3.8 资料，作得图 2.3.10 所示的应变速率与应力相关曲线。由曲线可知，起始流变应力为

$$\sigma_i = 0.12\text{MPa}$$

而粘滞系数

$$\eta = \frac{0.86 - 0.12}{5 \times 10^{-9}} = 1.5 \times 10^{8}\text{MPa} \cdot \text{S}$$

(4) 极限破坏载荷与加载控制速率 $\dot{\varepsilon}_a$ 密切相关　现取 $\dot{\varepsilon}_a = 5 \times 10^{-9}/s$，则

$$\sigma_c = \sigma_s + \eta\dot{\varepsilon}_a = 0.12 + 1.5 \times 10^9 \times 5 \times 10^{-9} = 0.87\text{MPa}$$

2. 影响岩石或结构体力学性质基本因素

① 物质成分

岩石的力学性质，首先与其组成矿物类型有关。如岩浆岩中矿物一般破坏强度高，抗风化能力强，与水作用时变化小；沉积岩中矿物强度一般比较低，如方解石、白云石、高岭石、蒙脱石等，与水作用易变，抗风化能力也低；而变质岩形成过程中形成的矿物介于二者之间，但岩体在蚀变过程中形成的一组含水绿色矿物，如绿泥石、滑石、蛇纹石等，强度也很低。在研究岩石力学性质时，必须注意研究含水绿色矿物及粘土类矿物。在研究岩体力学性质时，还要注意研究解理发育的易劈裂矿物，它也是岩石强度低的重要因素。如石英解理面不发育，其强度较高；而云母类矿物一组解理相当发育，易于沿解理面滑动，故岩石中云母聚集时强度也是很低的。概括起来，在研究岩石力学性质时必须认真研究：

a. 粘土矿物；

b. 含水绿色矿物；

c. 盐类矿物；

d. 解理发育的易劈裂矿物。

常见的矿物及其物理力学性质特征示于表 2.3.1。

② 胶结特征

它对岩石力学性质的形成也有很大影响。从某种意义上来说，它的重要性比岩石组成成分还重要。

组成岩石的矿物间的联结有两种类型，即 a. 结晶联结；b. 胶结联结。

岩浆岩、变质岩及部分沉积岩具结晶联结。这种联结属于刚性联结，具有弹性变形、脆性破坏特征。胶结联结多属于韧性联结，具有塑性变形、柔性破坏特点，沉积岩中的砂岩、页岩及粘土岩多具此种特点。胶体胶结的胶结物有 $SiO_2 \cdot nH_2O$，$R_2O_3 \cdot nH_2O$ 及水胶。胶结物如脱水陈化可转化为刚性联结，如 SiO_2，R_2O_3 等。未脱水的胶体联结具典型的韧性联结特性，且具可逆作用特性。

联结特征不仅影响其变形和破坏机制，而且影响其强度。当联结强度大于矿物强度时，联结物对岩石变形和破坏的影响居于次要地位，而岩石力学性质决定于矿物物理力学性质。岩石力学性质，实质上主要控制于其组成矿物物理力学性质。

③ 岩石结构特征

岩石结构可分为原生结构及次生结构。原生结构与岩石形成时的条件相关，有的构成岩石的各向异性，有的直接控制岩石的强度。在认识岩石力学性质时，这是重要因素之一。次生结构主要是指岩石形成后环境变迁而形成的各种裂隙。

岩石物理力学特性除颗粒间联结、矿物力学性质的影响外，还在很大程度上受岩石和矿物内的微裂隙影响。在岩石内微裂隙是普遍存在的。在颗粒间联结特征、矿物成分及微裂隙控制下，岩石力学性质具有强烈的分散性，表 2.3.2 为常见的几种岩石力学性质资料。表中资料表明，其力学性质甚至相差 10 倍以上。

表 2.3.1　常见矿物的物理特性

名　称	硬　度	比　重	弹性模量 ×10⁴MPa	泊松比	晶　形	解理断口	其它特征
正长石	6	2.57	6.7	0.27	柱状、块状	两组互成90°解理	易风化成粘土矿物
斜长石	6	2.76	8.1	0.28	不规则粒状，解理块状	两组互成86°解理	有双晶，易风化成粘土矿物
白云母	2～2.5	2.76～3.1	7.9	0.25	薄片状	一组完全解理	易风化成粘土矿物
黑云母	2.5～3	2.8～3.2	7.0	0.25	薄片状	一组完全解理	易风化成粘土矿物、褐铁矿和赤铁矿
普通辉石	5～6	3.2～3.4	14.4	0.24	短柱状	柱状解理，互成87°	易风化成粘土矿物、褐铁矿和赤铁矿
普通角闪石	5～6	3.2	12.9	0.28	长柱状纤维状	柱状解理，互成124°	易风化成粘土矿物、褐铁矿和赤铁矿
橄榄石	6.5～7	3.27～3.37	20.0	0.24	粒状、粒块状	贝状断口	易风化成粘土矿物、褐铁矿和赤铁矿
绿泥石	2～2.5	2.6～2.9			叶片状鳞片状	一组完好解理	不易风化
蛇纹石	2～5	2.2～2.65			叶片状纤维状	贝状断口	由橄榄石、辉石、角闪石变化而来
滑　石	1	2.7～2.8			叶片状块　状	一组完好解理	由橄榄石、辉石、角闪石变化而来
高岭石	2～2.5	2.6			粘土、块状	无	具可塑性，长石、云母等风化产物
石　英	7	2.65	9.6	0.08	柱状、块状	贝状断口	极难风化
方解石	3	2.72	8.1	0.30	柱状、粒状	菱形完全解理	易为地下水溶解
白云石	3.5～4	2.85			粒状、块状	菱形完全解理	易溶解
石　膏	2	2.32			柱状、板状、纤维状	一组完全解理	生石膏吸水易产生膨胀
磁铁矿	6	5.18	23.1	0.26	粒块、块状	贝状断口	具强磁性，较稳定
黄铁矿	6～6.5	5.02			立方体、粒状	不规则断口	容易风化成赤、褐铁矿，使岩石松解
赤铁矿	5.5～6.5	5.26			多种形状	不规则断口	成为风化物的染色体，红色
褐铁矿	5～5.5	3.6～4			非晶质	不　　定	褐色为风化物的染色体

表 2.3.2　几种常见岩石物理力学性质资料

岩石名称	容　重 ($\times10^4N/M^3$)	孔隙度 (%)	抗压强度 (MPa)	抗拉强度 (MPa)	变形模量 ($\times10^4$MPa)		泊松比	摩擦角 (φ) (度)	内聚力 (C) (MPa)
					初　始	弹　性			
花岗岩	2.6～2.69	0.5～1.5	100～250	7～25	2～6	5～10	0.2～0.3	45～60	14～50
流纹岩	2.4～2.6	4～6	180～300	15～30	2～8	5～10	0.1～0.25	45～60	10～50
闪长岩	2.7～2.8	0.5～15	100～250	10～25	7～10	7～15	0.1～0.3	53～55	10～50
安山岩	2.2～2.5	10～15	100～250	10～20	5～12	5～12	0.2～0.3	45～50	10～40
辉长岩	3.0～3.1	0.1～0.2	180～300	15～36	7～11	7～15	0.12～0.2	50～55	10～50
辉绿岩	3.0～3.1	0.1～0.2	200～350	15～35	8～11	8～15	0.1～0.3	55～60	25～60
玄武岩	2.8～3.0	0.1～0.3	150～300	10～30	6～10	6～12	0.1～0.35	48～55	20～60
石英岩	2.65～2.70	0.12～0.5	150～350	10～30	6～20	6～20	0.1～0.25	50～60	20～60
片麻岩	2.7～3.0	0.5～1.5	50～200	5～20	1～8	1～10	0.22～0.35	30～50	3～5
千枚岩 片岩	2.64～2.80	0.1～1.0	10～100	1～10	0.2～5	1～8	0.2～0.4	26～65	1～20
板　岩	2.6～2.7	0.1～0.5	60～200	7～15	2～5	2～8	0.2～0.3	45～60	2～20
页　岩	2.0～2.4	16～30	10～100	2～10	1～3.5	2～8	0.2～0.4	15～30	3～30
砂　岩	2.0～2.6	5～25	20～200	4～25	0.5～8	1～10	0.2～0.3	35～50	8～40
砾　岩	2.3～2.6	5～15	10～150	2～15	0.5～8	2～8	0.2～0.3	35～50	8～50
石灰岩	2.2～2.7	5～20	50～200	5～20	1～8	5～10	0.2～0.35	35～50	10～50
白云岩	2.5～2.8	1～5	80～250	15～25	4～8	4～8	0.2～0.35	35～50	20～50
大理岩	2.6～2.7	0.5～2.0	100～250	7～20	1～9	1～9	0.2～0.35	35～50	15～30

3. 环境因素对岩石力学性质的影响

岩石或结构体力学性质除受结构体本身特性影响外，还受环境因素影响。其中比较重要的，而且研究得比较多的是地应力（环境应力）及地下水（湿度）效应。

环境应力对岩石力学性质的影响已经进行了大量的实验研究。在此仅举一例予以说明。图 2.3.11 是郭志（1982）做的围压对二滩正长岩岩石力学性质影响试验资料。对图 2.3.11 分析，可以得到图 2.3.12 结果。分析结果表明：当 $\sigma_3 > 140$MPa 时，$\phi \doteq 0$，即进入全塑性变形阶段。实际上，在 $\sigma_3 \doteq \frac{1}{2}\sigma_c$ 时已经部分地进入塑性变形阶段，呈现柔性破坏。这一资料表明，在研究岩石力学性质时必须考虑围压效应。

地下水对岩石力学性质的影响主要表现在湿度效应上。这方面问题已有不少研究。周瑞光（1984）对砖红色粘土岩试验结果具有典型意义。他的试验结果表明，湿度对岩石力学性质的影响是多方面的。如表 2.3.3 及图 2.3.13 至图 2.3.15 所示，它表现在对抗压强度、弹性模量及泊松比上。其影响十分显著。在岩石力学性质研究中不能忽视这一因素的作用，尤其是对亲水性的粘土质岩石更要注意。

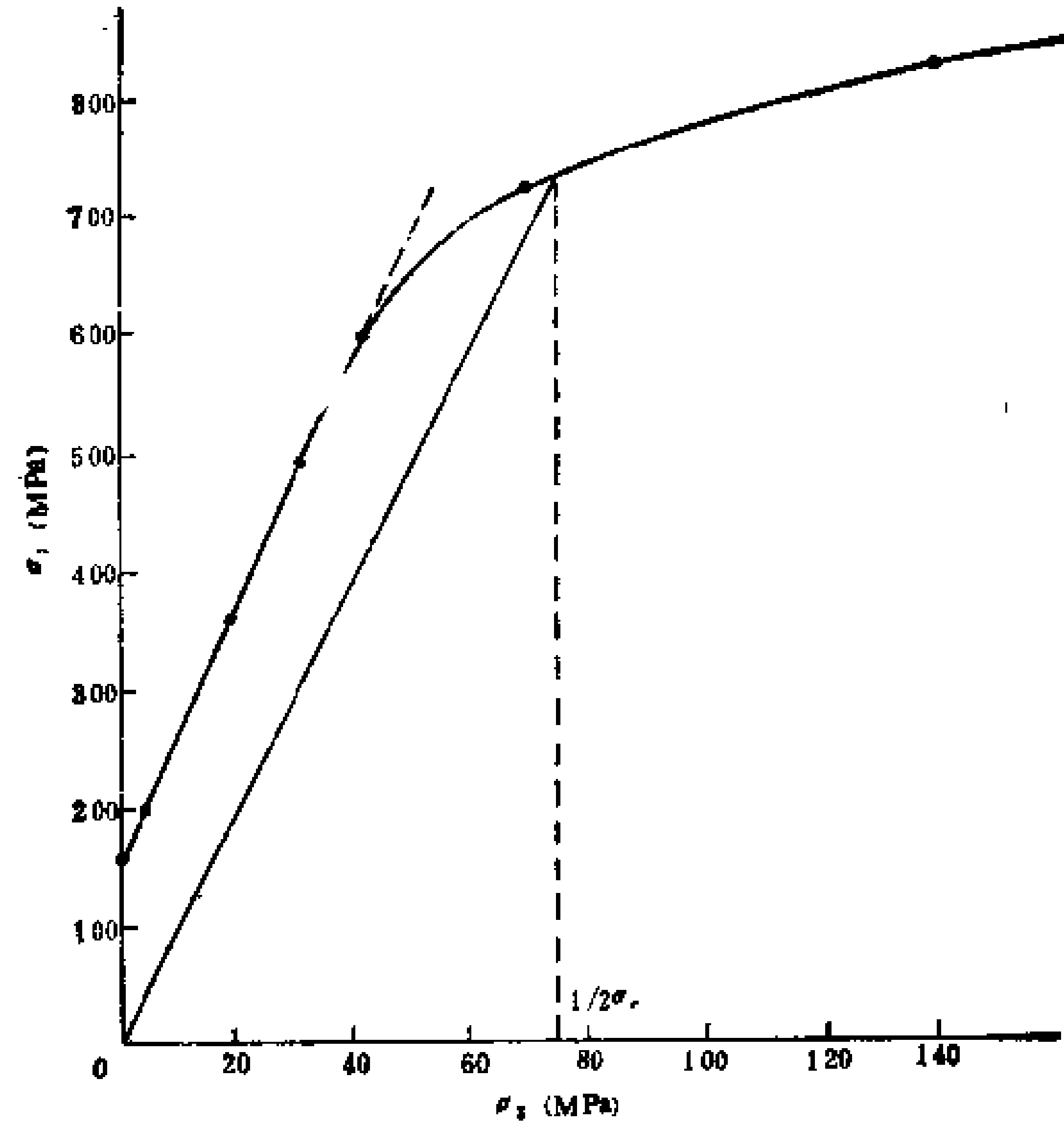


图 2.3.11　围压对二滩正长岩岩石力学性质的影响

（郭志，1982）

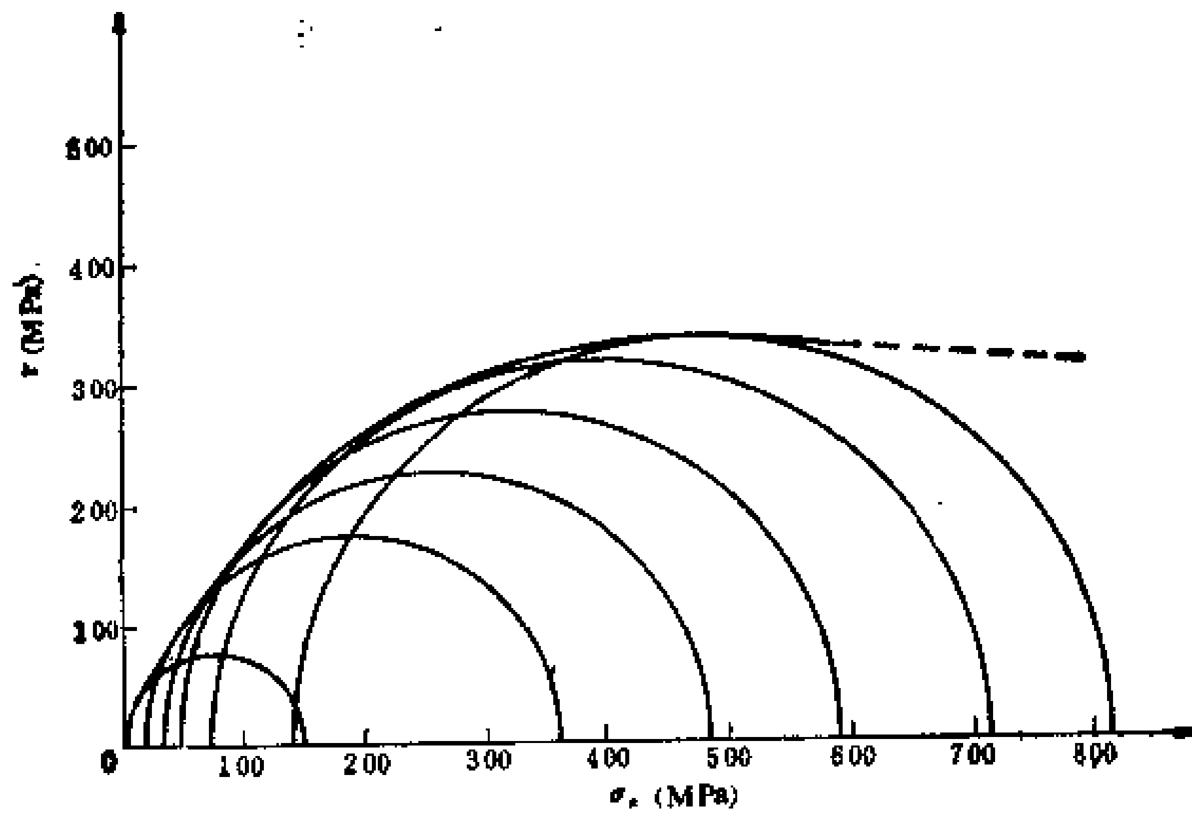


图 2.3.12　等围压条件下正长岩抗剪强度分析

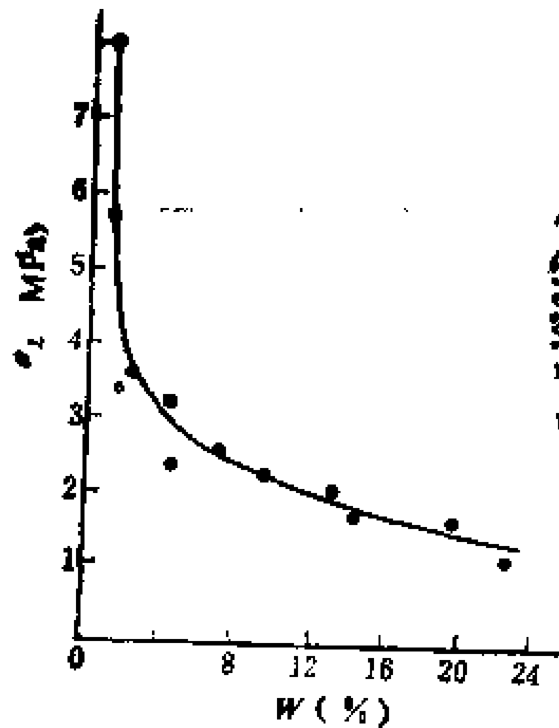


图 2.3.13 含水量对砖红色粘土岩单轴抗压强度的影响（周瑞光，1984）

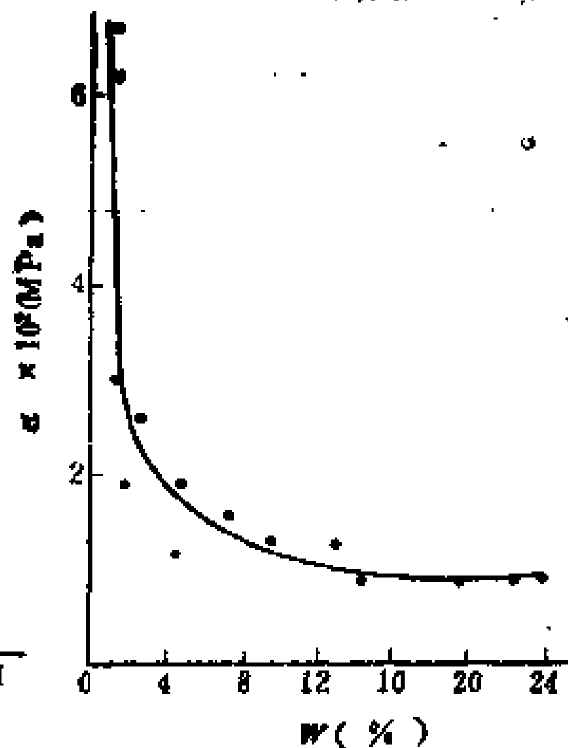


图 2.3.14 含水量对砖红色粘土岩弹性模量的影响（周瑞光，1983）

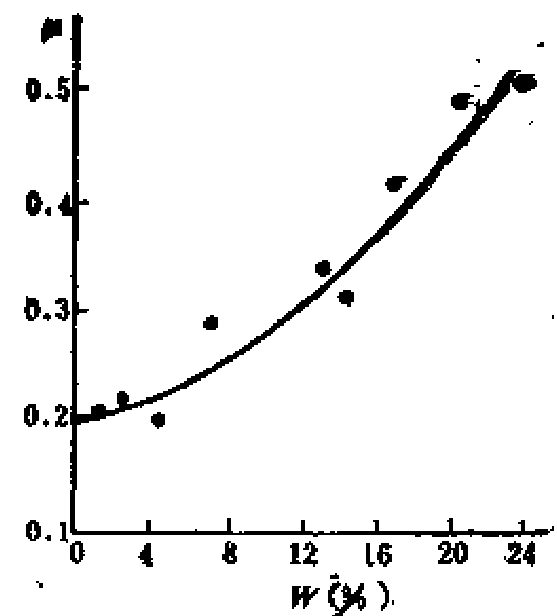


图 2.3.15 含水量对砖红色粘土岩泊松比的影响（周瑞光，1983）

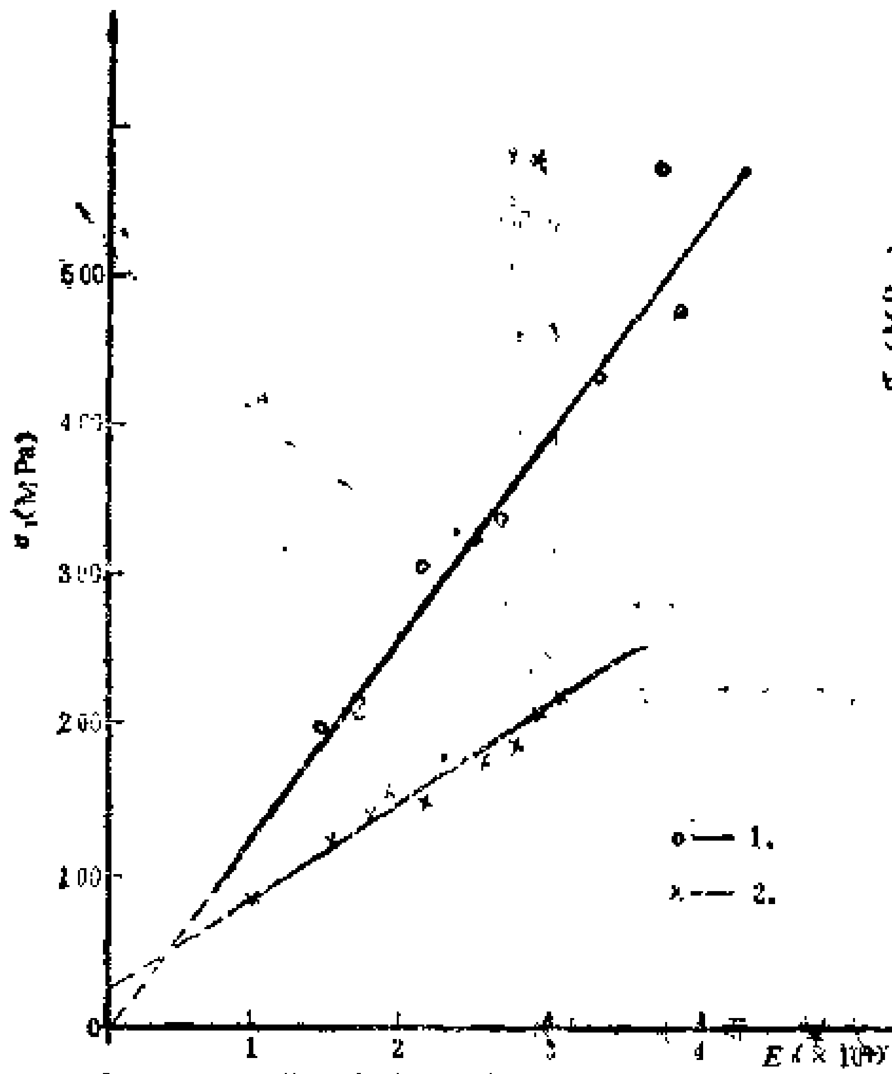
表 2.3.3 砖红色粘土岩力学性质与含水量关系

试件编号	W(%)	σ_c(MPa)	E(MPa)	μ
NO.1	4.6	2.45	1.2×10^3	0.28
NO.2	9.5	2.23	1.3×10^3	0.28
NO.3	15	1.75	0.98×10^3	0.31
NO.4	13.3	2.00	1.32×10^3	0.33
NO.5	22.5	1.20	0.93×10^3	0.45
NO.6	1.1	8.00	6.25×10^3	0.19
NO.7	1.8	3.35	1.98×10^3	0.30
NO.8	1.2	5.70	3.07×10^3	0.21
NO.9	2.4	3.60	2.62×10^3	0.22
NO.10	4.4	3.20	1.92×10^3	0.20
NO.11	19.5	1.62	0.89×10^3	0.43
NO.12	7.2	2.55	1.63×10^3	0.29

4. 岩石力学性质相关性

下面再来讨论一下岩石力学性质的相关特征，它可以帮助我们检查岩石试验资料的可靠性，亦可以利用这种关系，用简单易测的力学指标推断难测的力学指标的数值范围。这是很有实际价值的工作。这种关系的研究必须有正确的概念作指导。

岩石力学性质相关性表现在许多方面。图 2.3.16 是其中一例。图 2.3.16 资料是雅砻江二滩电站正长岩的弹性模量与抗压强度间的相关特征。二滩正长岩处于高地应力环境中，岩石中微裂隙比较发育，岩石力学性质试验资料分散比较大。试验资料相关统计结果



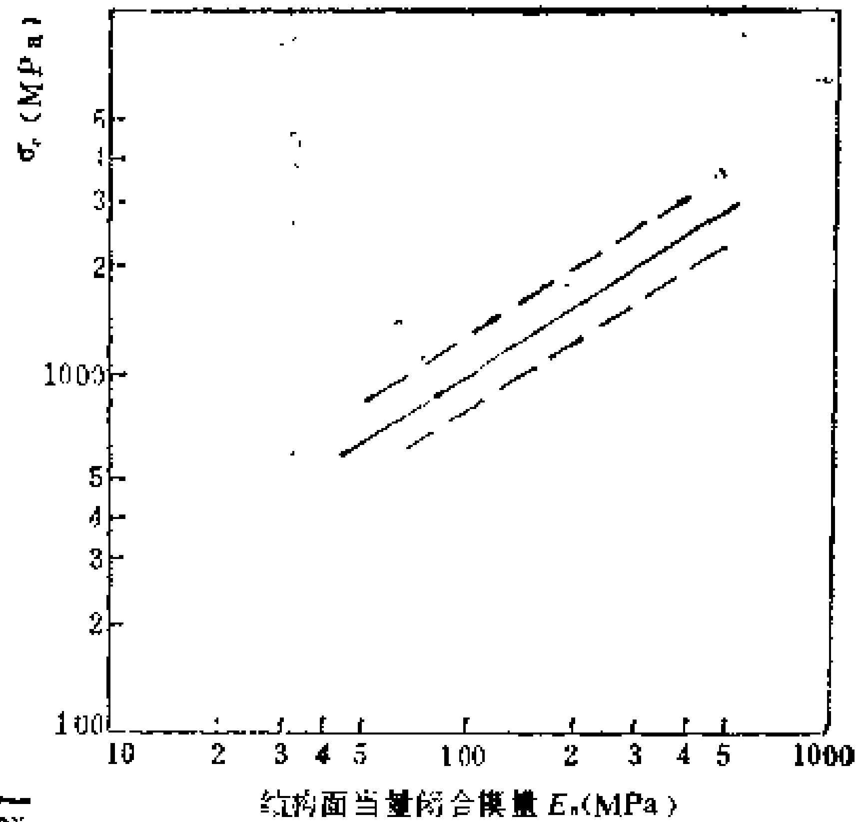


图 2.3.16　正长岩弹性模量与抗压强度关系
1、各种围压条件下；2、单轴压条件下

图 2.3.17　正长岩单轴抗压强度与结构面当量闭合模量相关曲线

表明，条件相同的情况下，其弹性模量与抗压强度具有明显的线性相关特征，即岩石裂隙发育情况和环境应力条件相同情况下，抗压强度越高，弹性模量亦越高，反之亦然。图中将单轴压和围压作用下的相关特性分别进行了统计。统计结果表明，围压条件不同，相关性是不一样的。如在单轴压条件下

$$E = \int \frac{\Delta E}{\Delta \sigma} d\sigma = \frac{20 \times 10^4}{1,000} \sigma_c + 250 = 200\sigma_c + 250$$

而在有围压条件下

$$E = \frac{300,000}{4,000} \sigma_c = 75\sigma_c$$

这一资料可以帮助我们修正试验过程中得到的一些异常现象。对正长岩来说，抗压强度一般比较容易测得，而弹性模量则较难。有了弹性模量与抗压强度的相关关系，就可以确定正长岩弹性模量。

图 2.3.17 也是二滩正长岩力学性质相关资料，是正长岩单轴抗压强度与岩石中结构面当量闭合模量间关系图。这种关系实际上是表征正长岩单轴抗压强度与岩石中裂隙发育程度相关特征。图中资料表明，正长岩单轴抗压强度与结构面当量闭合模量间关系不是一次线性相关，而是呈曲线相关，其相关曲线方程为

$$\ln \sigma_c = m \ln E_n + \ln A \tag{2.3.10}$$

已知 $E_n = 10$ 时，$\sigma_c = 250$，

$E_n = 1,000$时，$\sigma_c = 4,200$，

由此可得到

$$m = 0.61$$
$$A = 61.4$$

则

$$\sigma_c = 61.4 E_\pi^{0.61} \tag{2.3.11}$$

应当指出，相关分析必须分类统计，按相同质的量进行统计。

上面谈的是相关统计，还有另一种相关，如岩石力学性质指标间理论相关。对一些中小型工程可以利用这种相关关系，通过简易试验给出需要的岩石力学性质指标，再通过结构效应及环境因素效应改正，给出岩体力学性质，供中小型工程设计或大型工程可行性论证和方案设计中岩体力学分析用。

岩体力学分析中经常需用单轴抗压强度 σ_c、弹性模量 E、泊松比 μ、联结力 C、摩擦角 ϕ、围压系数 α 以及抗拉强度 σ_t。在环境应力较低时，岩石以张破裂为主。我们可以利用单轴压求得 E，μ，σ_c。在有围压 σ_3 作用时

$$[\sigma_1] = \frac{1-\mu}{\mu}\sigma_3 + \sigma_c \tag{2.3.12}$$

由此可求得围压系数 α

$$\alpha = \frac{1-\mu}{\mu} \tag{2.3.13}$$

当前，岩体力学分析中常用 C 与 ϕ 表示岩石强度，则式(2.3.12)可表示为

$$[\sigma_1] = \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_3 + \frac{2C\cdot\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{2.3.14}$$

将式(2.3.12)与式(2.3.14)对比，可得

$$\frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi} = \frac{1-\mu}{\mu} \tag{2.3.15}$$

即

$$\sin\phi = 1 - 2\mu \tag{2.3.16}$$

及

$$\mu = \frac{1}{2}(1-\sin\phi)$$

$$\frac{2C\cdot\cos\phi}{1-\sin\phi} = \sigma_c \tag{2.3.17}$$

即

$$C = \frac{1-\sin\phi}{2\cos\phi}\sigma_c \tag{2.3.18}$$

又由式(2.3.12)可知，当 $[\sigma_1] = 0$ 时，只有 $\sigma_3 = -\sigma_t$ 才能破坏，由此得岩石抗拉强度为

$$\sigma_t = \frac{\mu}{1-\mu}\sigma_c \tag{2.3.19}$$

同时，由式(2.3.15)代入上式得

$$\sigma_t = \frac{1-\sin\phi}{1+\sin\phi}\sigma_c \tag{2.3.20}$$

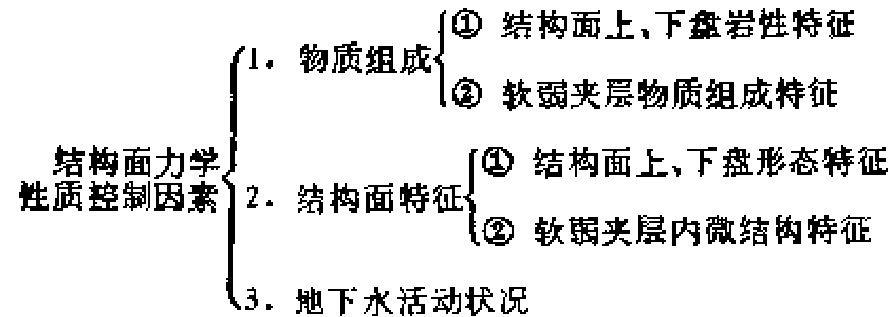
或

$$\sigma_t = \frac{2\cos\phi}{1+\sin\phi}C \tag{2.3.21}$$

上面这些相关关系可以帮助我们利用简单的方法取得岩体力学分析必需的资料。这对中小型工程岩体力学研究是有价值的。当然，要进行岩体结构力学效应及环境因素力学效应研究。

（三）结构面的基本力学性质

结构面的基本力学性质，如下所示，主要决定于物质组成、结构特征及水的作用。它表明结构面的力学性质主要受地质结构和水文地质条件控制。



研究表明，结构面不论从物质组成、地质结构或形态特征都是极不相同的。因此，结构面力学性质不能简单地用力学试验的办法来研究。比较科学的办法是，采用结构面典型地质单元的力学试验与结构面地质研究相结合进行综合分析的办法来解决。

结构面的力学性质主要表现在三个方面：①在法向应力作用下产生的法向变形；②在剪应力作用下产生的剪切变形；③抗剪强度。

1. 结构面力学性质一般特点

（1）法向变形　理论结构面是没有厚度的，而软弱结构面因存在软弱夹层，故实际上是有厚度的。这里存在两种情况，一种是作为结构面研究，一种是作为软弱夹层研究。在作为软弱结构面研究时，无法表现其厚度，只能采用应力变形参数，即刚度表征其变形特征。如图 2.3.18 所示，软弱结构面与硬性结构面变形大致相同。硬性结构面法向变形曲线常呈指数曲线特征，而软弱结构面亦呈指数曲线特征，它可以很好地用式（2.3.22）指数曲线描写，即

$$u = u_0\left(1 - e^{-\frac{\sigma}{K_{jn}}}\right) \tag{2.3.22}$$

式中 u_0 为软弱结构面最大压缩量；K_{jn} 为软弱结构面法向压缩刚度，如果 u 的单位取 cm，σ 的单位取 MPa，则 K_{jn} 的单位为 MPa/cm。当 σ 在数值上小于 K_{jn} 时，则式（2.3.22）可近似简化为

$$u = u_0\frac{\sigma}{K_{jn}} = \frac{\sigma}{K_n} \tag{2.3.23}$$

$$K_n = \frac{K_{jn}}{u_0} \tag{2.3.24}$$

式中 K_n 为结构面法向刚度，单位为 MPa/cm。

（2）剪切变形　在一定的法向压力作用下，结构面在剪力作用下产生的变形有两种基本形态。如图 2.3.19 所示，一种为塑性变形，一种为脆性破坏，后者当应力达到破坏极限后将产生显著的应力降，而变形仍连续发展，破坏极限应力表现为剪应力变形曲线上的应力峰值。因为结构面变形主要表现为块裂岩体沿结构面滑移，不能用应力-应变关系

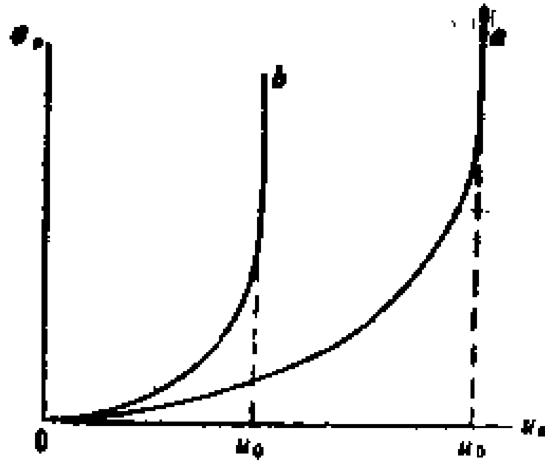


图 2.3.18 结构面法向变形特征

a. 软弱结构面变形； b. 坚硬结构面变形

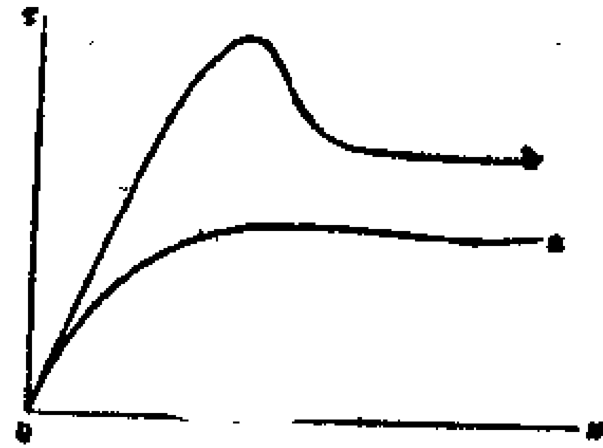


图 2.3.19 结构面变形-破坏类型

a. 塑性变形； b. 脆性破坏

表征其变形规律，而只能用应力变形（或位移）关系表征其变形规律，即用剪切刚度 K_t 表征其变形特征。剪切刚度 K_t 实际上是剪切变形曲线的斜率，对研究工程岩体稳定性来说，常以屈服点前的剪应力和变形曲线斜率表征剪切刚度，即

$$K_t = \frac{\Delta\tau}{\Delta u_t} \tag{2.3.25}$$

或

$$K_t = \frac{\partial\tau}{\partial u_t} \tag{2.3.26}$$

在变动作用于试件上的法向应力时，剪切变形曲线有两种变化形态，如图 2.3.20 所示，一种为常刚度变形，一种为变刚度变形曲线。一般结构面比较坚硬时，则剪切变形曲线呈现为常刚度型；而结构面松软时，其剪切变形曲线常为变刚度型。在这种情况下，试验结果应给出剪切刚度与法向压力相关曲线及表达式。表 2.3.4 为我们在林县进行软弱结构面直接剪试验中取得的一组变刚度资料。根据表 2.3.4 绘制剪切刚度与法向压力关系图 2.3.21，根据图 2.3.21，则得该结构面剪切刚度为

$$K_t = K_{s0} + f_k\sigma_n = 5 + 11\sigma_n \tag{2.3.26'}$$

式中 σ_n 为法向应力。

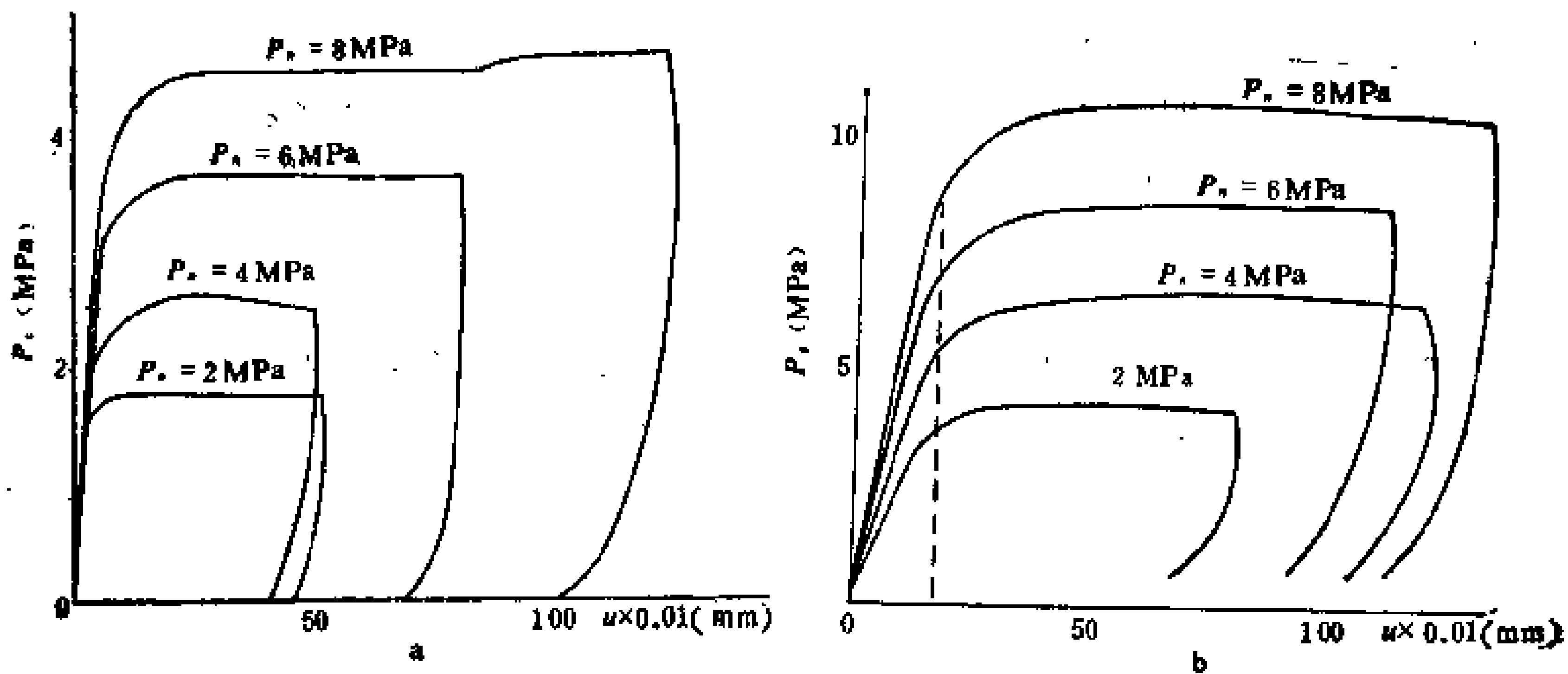


图 2.3.20 剪力-位移曲线

a. 张夏灰岩 NO.1 软弱夹层抗剪曲线；

b. 岗山灰岩 NO.1 试件弱面抗剪曲线

表 2.3.4　张夏灰岩中软弱结构面剪切刚度资料

法向应力 σ_n(MPa)	0.648	0.996	1.334	1.692
剪切刚度 K_s(MPa/cm)	122	156	209	226

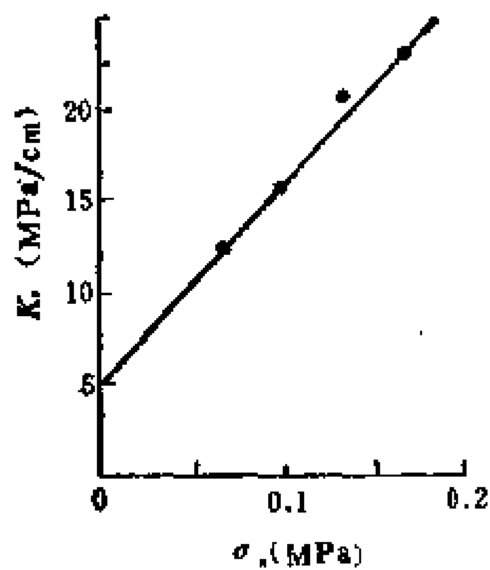


图 2.3.21　剪切刚度与法向应力关系

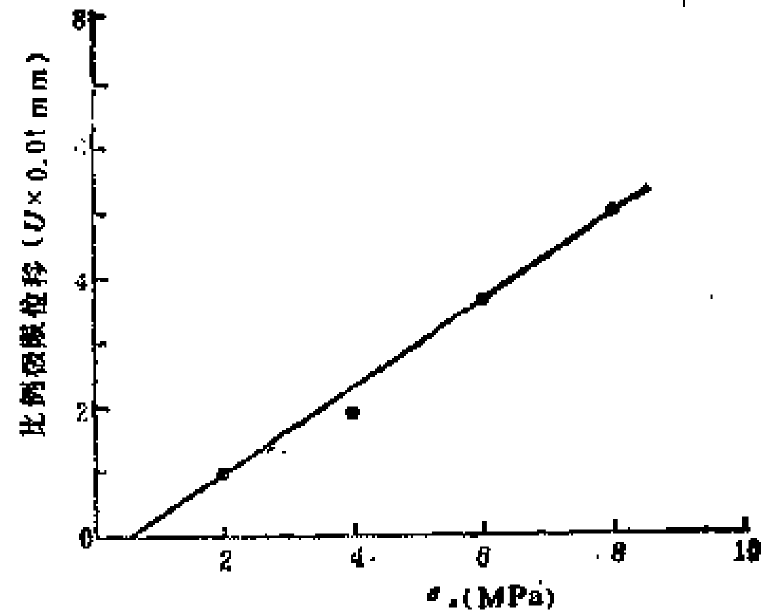


图 2.3.22　张夏灰岩 NO.1 软弱夹层剪切极限变形与法向压力关系

（3）抗剪强度　结构面在剪应力作用下产生破坏，是变形发展到一个特殊阶段的表征。一般定义变形达到破坏阶段时的应力称为极限破坏强度，对结构面受剪力作用来说称为抗剪强度。岩体破坏不是一次完成的，而是逐渐发展起来的。表征岩体进展到不同破坏阶段的应力称为不同的强度，如破裂起始强度、屈服强度、破坏极限强度。这些特征阶段不是所有岩体都是清楚的，也就是说常常不易鉴别出来。因此，常常采用表现为峰值的破坏极限应力表征结构面抗剪强度。流变试验结果表明，长期强度一般与破坏起始强度相当，而这个数值一般相当于峰值强度的 70—90%，故工程实践中常用峰值强度打折扣的办法进行强度取值。

结构面抗剪强度可以用库仑判据表示，即

$$\left.\begin{aligned}\tau &= \sigma_n \mathrm{tg}\,\phi + C \\ \tau &= f\sigma_n + C\end{aligned}\right\} \qquad (2.3.27)$$

或

式中 ϕ 及 f 分别为结构面摩擦角及摩擦系数；C 为粘着力。

式 (2.3.27) 表示的结构面强度判据是以允许应力为标志建立起来的。岩体破坏的控制性因素是变形。据此，可以用极限变形 $[u]$ 建立破坏判据。根据剪切刚度定义，则可得到

$$\tau = K_s[u] \qquad (2.3.28)$$

当刚度 K_s 为常量时(图 2.3.20a)，则极限变形 $[u]$ 为变量。由图 2.3.20a 可得图 2.3.22 所示的允许变形 $[u]$ 与法向应力 σ_n 有关得，即

$$[u] = u_0 + f_u\sigma_n \qquad (2.3.29)$$

将式 (2.3.29) 代入式 (2.3.28) 得

$$\tau = K_s u_0 + K_s f_u \sigma_n \qquad (2.3.30)$$

式 (2.3.30) 与式 (2.3.27) 对照可知

$$\left.\begin{aligned}C &= K_s u_0 \\ f &= K_s f_u\end{aligned}\right\} \qquad (2.3.31)$$

式 (2.3.30) 为常刚度时结构面抗剪强度位移判据式。

对软弱夹层来说，大部分试验结果则为变刚度 K_t 型。在变刚度 K_t 试验结果中大部分试件破坏时 $[u]$ 大约为常数，由式 (2.3.26)，(2.3.28) 得

$$\tau = [u](K_{so} + f_k\sigma_n) = K_{so}[u] + f_k[u]\sigma_n \tag{2.3.32}$$

与式 (2.3.27) 对照，得

$$\left.\begin{aligned} C &= K_{so}[u] \\ f &= f_k[u] \end{aligned}\right\} \tag{2.3.33}$$

式 (2.3.32) 则为变剪切刚度时结构面抗剪强度位移判据。

2. 结构面试件力学性质

研究结构面试件力学性质最直接的方法是结构面直接剪试验，它的力学模型如图 2.3.23 所示。试验可在野外做，亦可在室内做。关键在于结构面地质条件及工程要求。若地质条件比较简单，工程级别不是很高，则可以采用取样室内或野外实验室小块试件直接剪试验来做；如结构面比较复杂，工程要求较高，则需要在野外原位制各尺寸较大的试件进行直接剪试验。直接剪试验一般用多试件法做。由于结构面地质条件不均一性，多试件法试验结果往往很难整理。近年来发展起了一种单试件直接剪试验的方法。实验证明，单试件法对结构面，特别是对软弱结构面直接剪试验是成功而有效的方法。对取得典型地质单元的试验资料来说，就更具有实际意义。它的结果是表征一种典型地质单元力学性质。一组试验结果可以取得所研究的结构面的各种地质单元力学特性。

单试件试验中有一个难题是终止试验条件选择问题。对完整岩块来说，这确实是需要小心对待的问题。而对结构面来说，许多试验资料表明，由屈服到破坏之间变形变化比较缓慢，每级法向压力下的终止试验条件可以取屈服点，达屈服点时变形稍大一些影响不大。这就为单试件直接剪试验法在结构面直接剪试验中应用提供了条件。

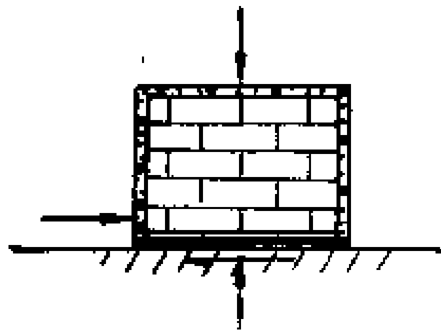


图 2.3.23 结构面抗剪试验力学模型

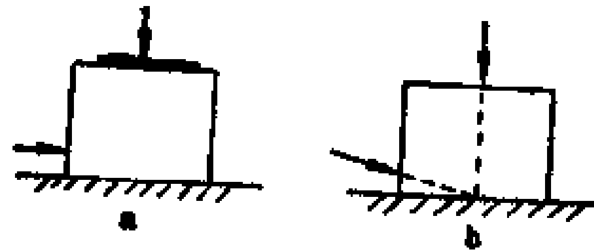


图 2.3.24 抗剪试验中剪力施工方案
a. 平剪； b. 斜剪

结构面和其它直接剪试验一样，存在两种施加剪力方案，如图 2.3.24 所示，一种为平剪，一种为斜剪。研究结果表明，这两种加载方案各有利弊，总的来说，平剪方案优于斜剪，不仅工作方便，而且加载结构选得合适，结果也是可靠的。

结构面直接剪试验中存在两个十分重要的问题，一个是最大允许法向压力问题，一个是加载速度问题。这两个问题对坚硬结构面来说，问题不大，而对软弱结构面来说，问题比较大。

软弱结构面内多半夹有软弱物质。试验中如法向压力过大，结构面内软弱物质可能被挤出，致使试验结果失真。如图 2.3.25 所示，法向压力为 0.1，0.2MPa 时抗剪强度较低，

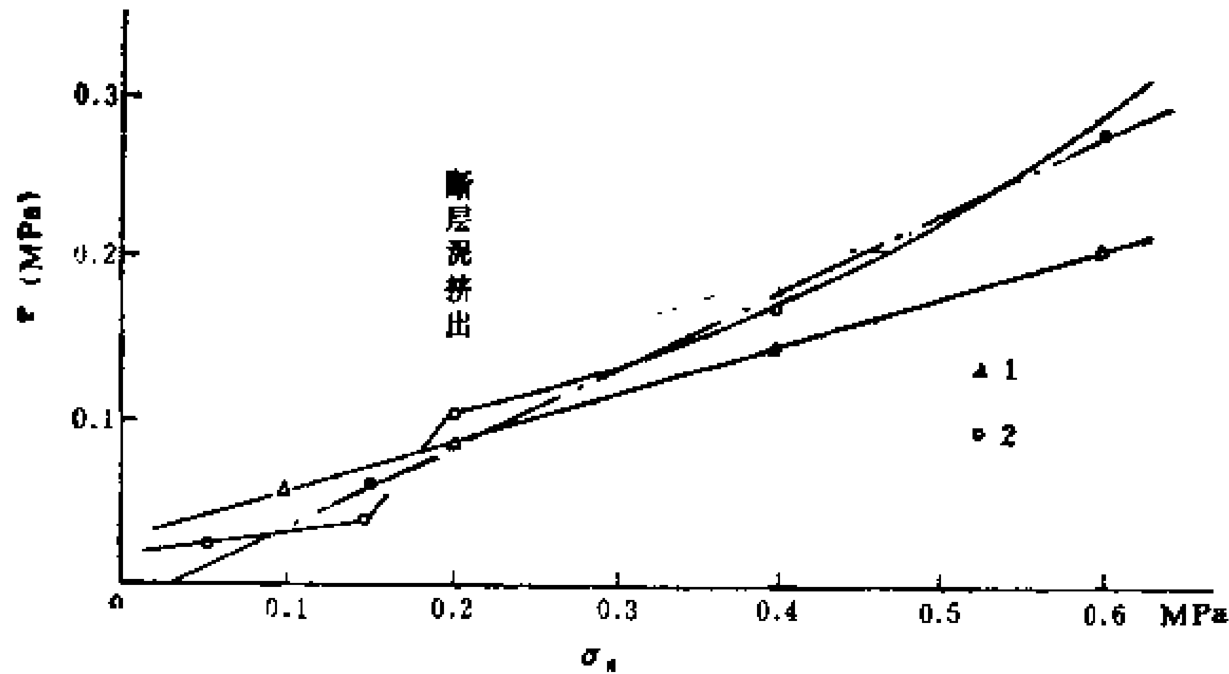


图 2.3.25　硬砂岩层间错动形成的软弱结构面抗剪强度与法向压力关系

1. 抗剪断强度；　2. 摩擦强度

0.3,0.4MPa 时强度突然增加。如用 4 点中值取得抗剪强度曲线时，不仅摩擦系数很高，而且 C 值为负值。这种不正常现象主要由于在法向压力加到 0.2MPa 时，结构面内的软弱物质被挤出，抗剪强度突然增大，造成结果失真。故软弱结构面直接剪试验的法向压力不能太大，一般不能以设计估算的工程作用最大应力来作判据。根据我们的经验，一般很难超过0.2MPa。究竟采用多大，应在试验伊始进行最大允许法向压力检验，根据试验结果进行选定。为了增大法向压力，可以适当加大试件尺寸，但这种方法是否有必要，需慎重考虑。

实验证明，结构面直接剪试验中加载速度对试验结果有明显影响。为了取得正确的试验结果，必须慎重选用加载速度。

上述原则是取得结构面试件力学性质资料的基本保证。

结构面直接剪试验要求取得的资料则为在法向压力作用及剪力作用下的应力变形曲线。这一资料是分析结构面试件力学性质的最基本资料。

在法向压力作用下，结构面变形曲线可在试验之前检验允许最大法向压力工作同时进行。试验中可采用图 2.3.26 方法观测结构面的绝对变形值。加载方法与测岩体变形模量相同。图 2.3.27 为张夏灰岩中结构面在法向压力作用下的应力-变形曲线。

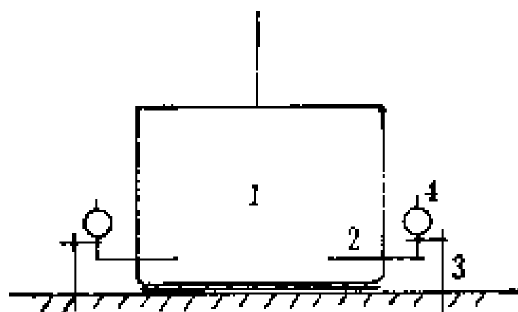


图 2.3.26　结构面变形量测装置

1. 试件；　2. 埋入试件内的测杆；
3. 百分表架；　4. 百分表

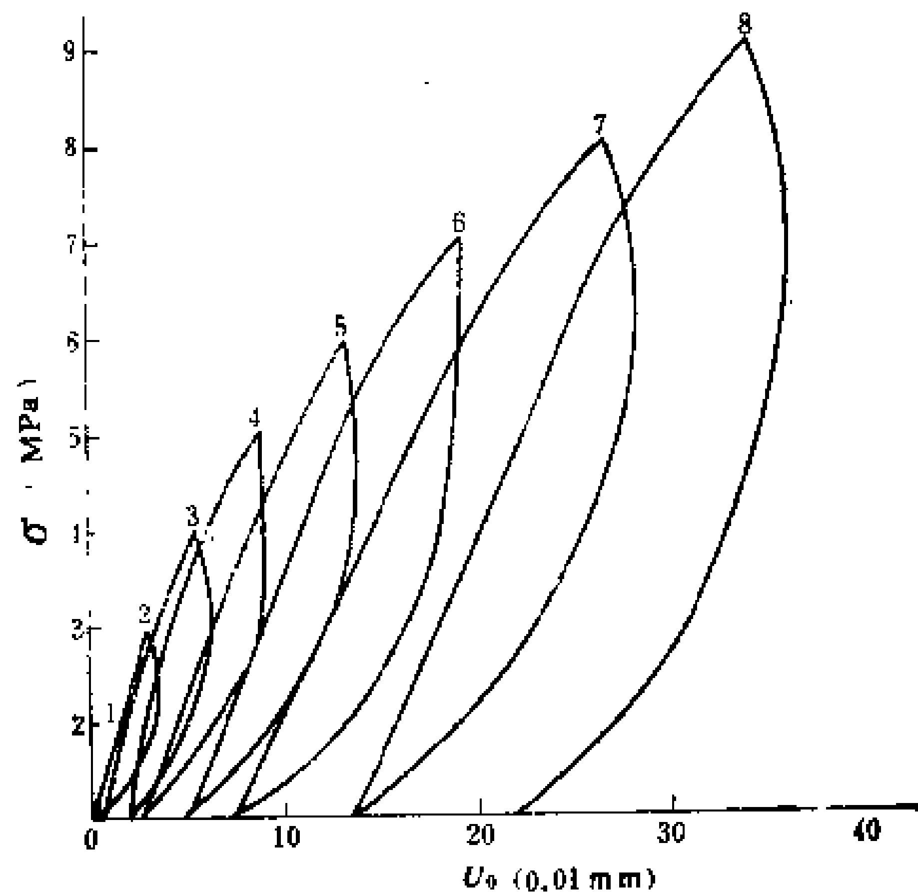


图 2.3.27　张夏灰岩中软弱结构面压缩形变曲线

直接剪试验是在至少4个法向压力级作用下按规定的加载速度施加剪力过程取得。为了研究在应力作用下结构面变形特征，试验中要求测绝对剪切变形资料。结构面绝对剪切变形可采用图2.3.28所示的方法进行测量。图2.3.29为用单试件法测得的张夏灰岩中软弱结构面绝对剪切变形资料。根据这一资料可以给出如图2.3.30所示的软弱结构面抗剪强度参数 f，C 值。从岩体力学角度看，图2.3.30不一定有重要意义。因为它不能反映岩体运动的实际过程，特别是在分析岩体结构面强度时无实际意义，在下面将会看到，还是图2.3.29是最重要的资料。如果根据图2.3.29资料利用图2.3.30方法给出结构面抗剪强度，同时也给出剪切刚度资料，才具有实际意义。表2.3.5为这种资料的几个实例。

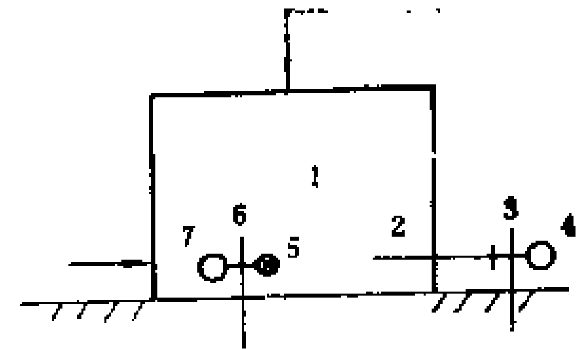


图2.3.28 剪切绝对位移测量方法

1. 试件； 2. 按在试件前端的测杆； 3. 按在试件前端结构面下盘的百分表架； 4. 百分表； 5. 按在试件侧面的测杆； 6. 按在结构面下盘内的百分表架； 7. 百分表

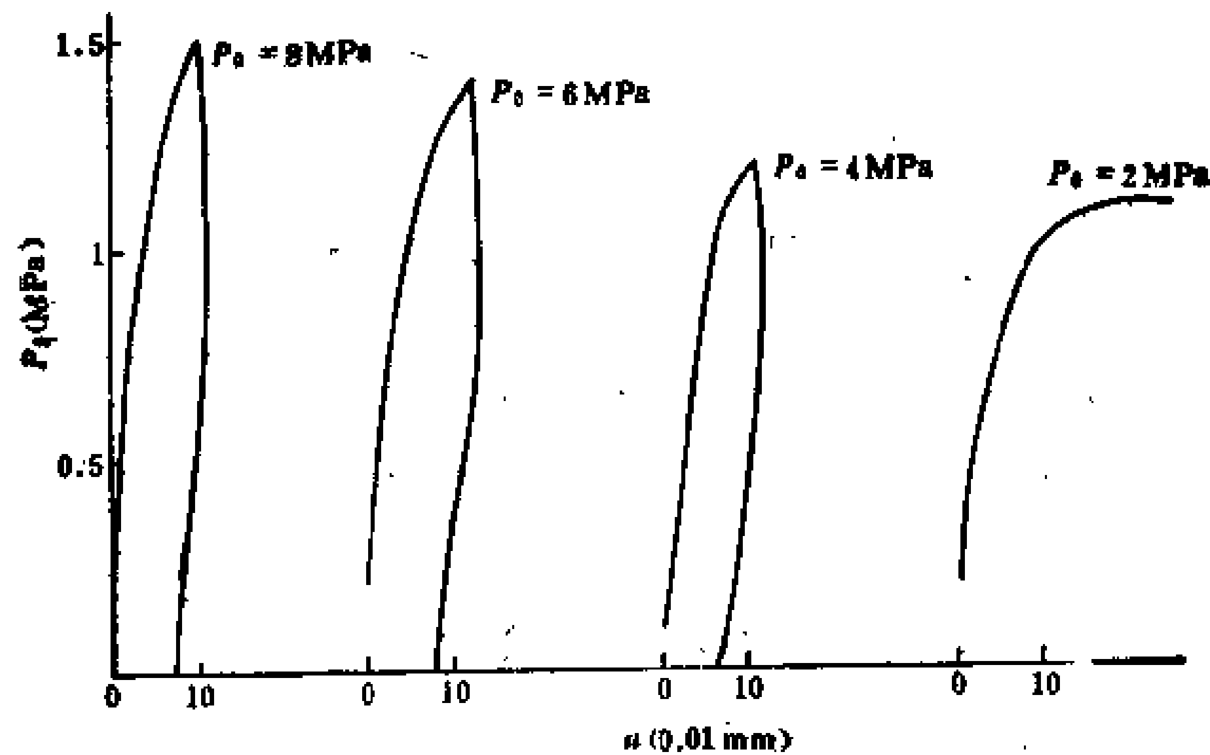


图2.3.29 张夏灰岩中软弱结构面(夹层)绝对剪切变形与剪应力关系

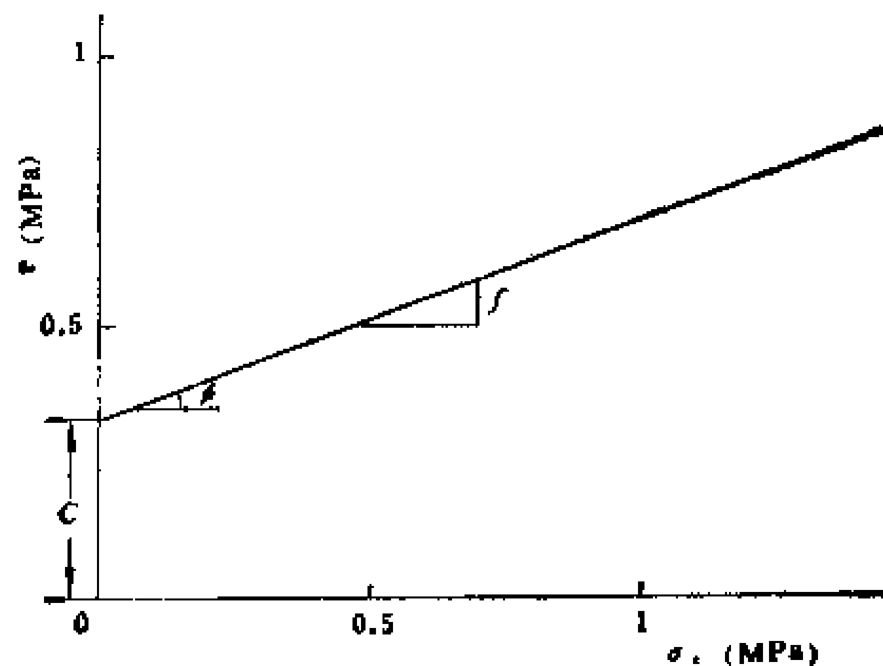


图2.3.30 软弱结构面抗剪强度曲线

表 2.3.5　软弱结构面抗剪参数

软弱结构面地质特征			抗剪强度参数		剪切刚度	法向刚度
基岩类型	夹　层　物　质	成因类型	(f)	(C_{MPa})	(MPa/cm)	(MPa/cm)
雾迷山灰岩	钙质页岩碎屑夹泥	层间错动	0.31—0.35	0.017—0.046	5—6	
雾迷山灰岩	灰岩角砾碎屑夹层、面粗糙	层间错动	0.55—0.65	0.0700	10—20	
薄层灰岩	糜棱岩泥，厚 1cm	层间错动	0.45	0.012	11—22	6—13
薄层灰岩	夹泥、糜棱岩、碎屑，厚 5cm	层间错动	0.30	0.023	7—20	9—12
薄层灰岩	夹泥、糜棱岩粉，厚 8cm	层间错动	0.23	0.020	2—5	2—10
薄层灰岩	糜棱化角砾夹泥，总厚 6cm	层间错动	0.45	0.003	3.5—4	—
薄层灰岩	灰岩碎块夹泥总厚 9cm	层间错动	0.38	0.023	12—23	6
瘤状灰岩	薄层钙质页岩、碎块、上下盘面起伏不平	层间错动	0.70	0.030	8—10	7

表中资料系对结构面起伏状况进行了爬坡角改正后得到的表征典型地质单元平直结构面抗剪强度及变形特征资料。

（四）结构面力学性质的影响因素及结构面力学效应

结构面对岩体力学性质的影响简称为结构面力学效应。它表现在结构面结合及充填状况、结构面的形态及连续性、结构面的延展性及贯通性、结构面密度、结构面产状等五个方面。

1. 结构面结合及充填状况力学效应

结构面结合状况有胶结的、开裂的两种，它们所呈现的力学效应大不相同。

结构面经过胶结，可由块裂体、碎裂体、甚至散体转化为完整体介质，使岩体力学性能变好。

胶结的结构面力学性能主要决定于胶结物成分。如

1）泥质胶结　　脱水的泥质胶结不论其强度还是水稳定性皆较未脱水的高。未脱水的粘土质胶结，其强度具有水可逆反应，但很不稳定。

2）可溶盐类胶结　　干时有一定的强度；湿时，特别是在渗透水作用下，易溶蚀，多不稳定，强度易变。

3）钙质胶结　　为较常见的一种胶结物．不论其强度还是水稳定性都较高，但不耐酸作用。

4）铁质胶结　　强度较高，在水热多变的情况下易风化，不稳定。

5）硅质胶结　　强度高，力学性能稳定。

开裂的结构面是十分复杂的，结构面间多半不是干净的，而是充填有不等量的、不同成分的充填物。结构面充填状况对结构面的力学性能的影响表现在充填物的厚度、充填物的成分及状态三个方面。一般说来，结构面充填状况可分为五种：

1）干净的　即无充填物的结构面，其力学性质主要决定于上下盘岩性及结构面的粗糙度和起伏度。

2）薄膜　厚度一般小于 2mm，多数为粘土质充填物，也常见有次生的蚀变矿物，如叶蜡石、滑石、蛇纹石、绿泥石、绿帘石、方解石、石膏等。这种薄膜使结构面强度大大降低，特别是含水的蚀变矿物更为显著。而方解石有时例外，它常以胶结物状态出现。

3）夹泥　其厚度大多小于结构面的起伏差。它对结构面强度有显著的减弱作用，但结构面强度还受上、下盘岩石成分及结构面形态控制着。

4）薄层夹层　充填物略大于起伏差。结构面强度主要由充填物强度控制着，但在正压力作用时塑性挤出量很少。岩体破坏的主要方式为岩块沿结构面滑移，它是岩体内重要的软弱结构面，应特别注意研究。

5）厚层　厚度较大。由几十厘米至几米的断层泥、构造破碎岩等组成。实际上，它既是结构面，又是独立的力学介质单元。其破坏方式不仅沿其上、下软弱结构面滑移，且断层泥以塑性流动方式挤出，从而导致岩体大变形而使岩体破坏。同时由于它是一种独立的力学介质单元，因此在岩体内属于一种特殊的力学模型——软弱夹层。

开裂的结构面充填状况力学效应除表现在充填物厚度上外，还表现在充填物成分上，结构面充填物成分常见有：

1）粘土质　多种成因皆可形成；

2）砂质　多为层间错动碎屑；

3）角砾　多为断层角砾；

4）钙质　方解石脉；

5）石膏质　为沉积物；

6）含水蚀变矿物　如叶蜡石、滑石、蛇纹石等蚀变矿物。

结构面充填有上列成分物质时，其相对强度次序依次为：

钙质≶角砾＞砂质≷石膏＞含水蚀变矿物≷粘土。基于上述理由，在研究结构面充填物时，应鉴别充填物的成分。不仅应鉴别其机械成分，更应鉴别出矿物成分，特别是粘土质的矿物成分。

2. 软弱夹层力学效应

软弱夹层对结构面有显著的软化作用，它对结构面软化程度与软弱夹层的物质成分及厚度密切有关。

（1）*物质成分力学效应*　大量试验资料表明，夹层物质成分对结构面力学性质有极大影响。对已有资料分析可以得到如表 2.3.6 所示的基本资料。

表 2.3.6 资料表明，结构面抗剪强度随夹层内粘土含量增加而降低，随碎屑成分增加、

表 2.3.6　夹层物质成分对结构面抗剪强度影响

夹层物质成分	摩擦系数值	粘着力值（MPa）
泥化夹层和夹泥层	0.15—0.25	0.005—0.02
破碎夹泥层	0.3—0.4	0.02—0.04
破碎夹层	0.5—0.6	0—0.1
含铁锰质角砾破碎夹层	0.65—0.85	0.03—0.15

颗粒增大而增加。充填不夹泥的薄层角砾结构面。不仅结构面强度不降低，而且有时结构面强度反较干净结构面强度高，如直接剪试验取得的林县崮山灰岩的层面摩擦系数 $f=0.65$，而夹薄层灰岩碎屑的结构面强度竟高达 $f=0.84$。夹这种物质的结构面显然已不属于软弱结构面。我们所以把夹泥的结构面定义为软弱结构面，这也是原因之一。同时还应注意当夹泥层厚度增大时则情况又将出现新的变化，随着夹泥层厚度增大，强度相应地将降低。

(2) *夹层厚度力学效应*　在软弱夹层研究中不少人都已注意到夹泥层厚度对结构面力学性质的影响，并对它的规律进行过研究，取得了一定资料。图 2.3.31 为我们取得了软弱夹层厚度与结构面抗剪强度之间关系的实验资料，图 2.3.31 资料所用的样品物质成分和物理特性示于表 2.3.7。

表 2.3.7

编号	成因类型	流限含水量（WT）	塑限含水量（WP）	粒径大于 1mm 含量	粘土矿物
1	淋滤淀积粘土	38	20	小于 5%	以蒙脱土为主
2	溶蚀残积粘土	77	32	0	以蒙脱土为主

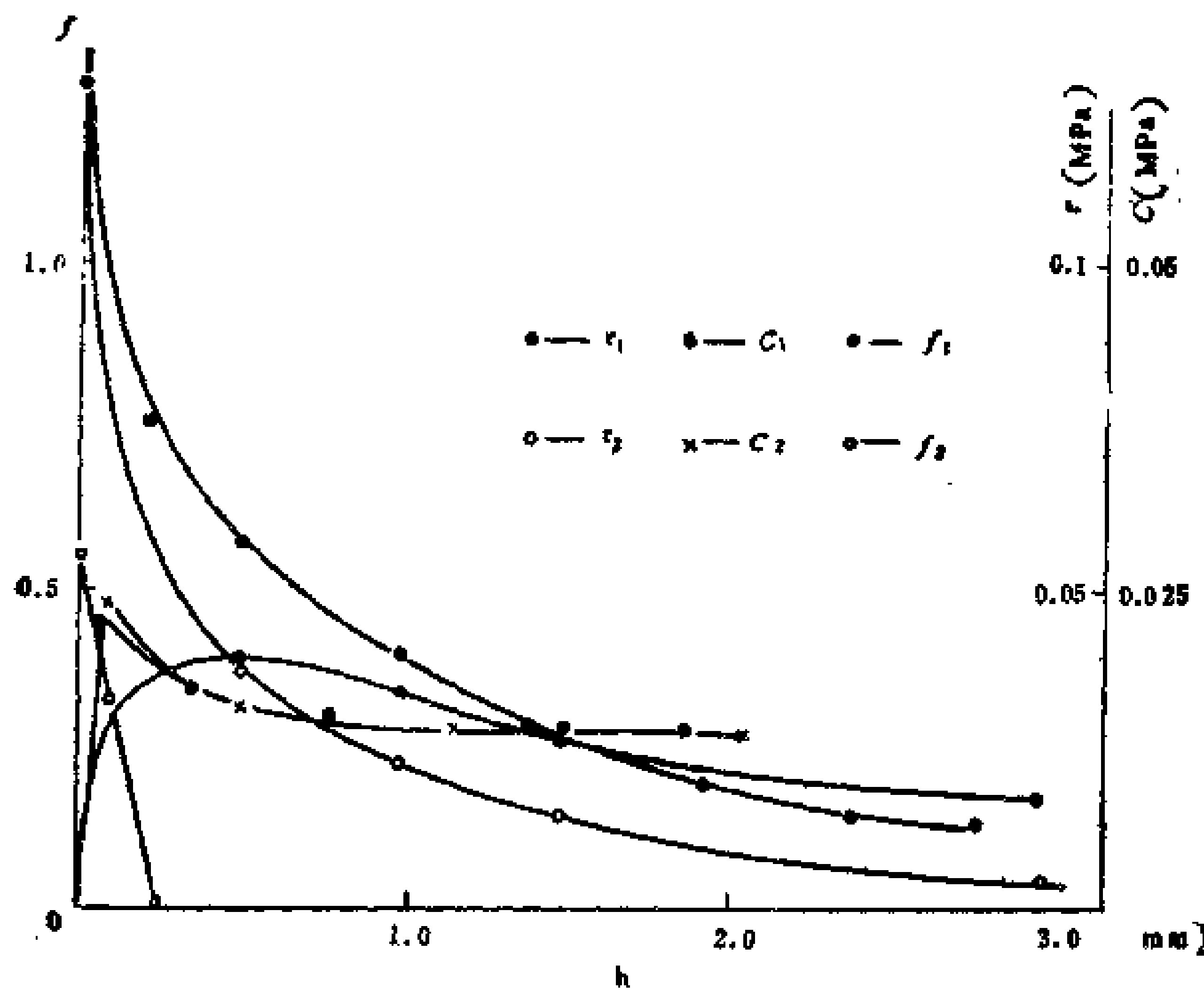


图 2.3.31　夹泥层厚度力学效应

图 2.3.31 资料表明，以蒙脱土为主的两种粘土尽管其物理性质有很大的差异。但其所呈现的力学效应规律是相同的，但是，软弱夹层的物理性质不同，所呈现的力学效应也是不同的。对照表 2.3.7 并进一步分析图 2.3.31 资料，明显地可以看出这种现象，图 2.3.31 资料中：

C_1 曲线为充填淋滤淀积粘土的软弱结构面粘着力 C 与夹泥层厚度关系曲线。不夹泥时干净结构面的 C 值为零。当夹泥厚度为 0.3mm 时，C 值出现在 0.05MPa 处(峰值)，随

着夹泥厚度继续增加，C 值逐渐降低，当夹泥厚度大于 2mm 时，C 值趋于稳定。

f_1 曲线为充填淋滤沉积粘土的软弱结构面的摩擦系数与夹泥层厚度关系曲线。不夹泥的干净结构面 $f=1.3$。夹泥层厚度由零增加到 0.5mm 时 f 值急剧下降，在夹泥层厚度达 2mm 时出现稳定趋势。

τ_1 曲线为法向载荷（0.1MPa）时的淋滤淀积粘土抗剪强度与夹泥层厚度关系曲线。资料表明，在结构面夹泥很薄时，结构面抗剪强度随着夹泥层厚度增加而迅速降低，当夹泥层厚度大于 2mm 时其抗剪强度趋于稳定。

C_2 曲线为充填有溶蚀残积粘土的软弱结构面的凝聚力 C 和夹泥层厚度的关系曲线，由干净结构面到夹泥 0.1mm 时，C 值则由零很快达到峰值 0.048，当夹泥层厚度增加到 0.22mm 时，C 值很快下降为 0.038，夹泥层厚度达到 0.5mm 时，C 值趋于稳定。

f_2 曲线为充填有溶蚀残积粘土的软弱结构面摩擦系数和夹泥层厚度的关系曲线，干净不夹泥结构面的 f 值为 0.56，较淋滤淀积粘土充填厚度为零时的 f 值低，约为 2.5 倍。夹泥层厚度稍稍增加到 0.22mm，f 值即急剧下降且很快降低为零。

τ_2 曲线为法向载荷 0.1MPa 溶蚀残积粘土的抗剪强度。

根据上述资料，我们可以得到如下两点认识：

1）结构面强度随着夹泥层增厚迅速降低，当夹泥层厚度大于一定值后。结构面强度主要决定于夹泥层的力学性质。对粘土质夹泥层来说，其临界厚度大约为 0.5—2mm。

2）夹泥层厚度对结构面力学性质的影响与夹泥层的物质成分和物理性质密切有关。

（3）起伏结构面充填度力学效应　上面所述系平直结构夹泥层厚度力学效应。而起伏状软弱结构面力学性质还与充填软弱夹层厚度有关，它受充填物质的厚度和结构面起伏差之间的关系控制。

结构面充填度愈小，结构面的力学强度愈高，反之，随着充填度的增加，其力学强度逐渐降低，由朱庄水库资料分析结果（图 2.3.32），清楚地说明了充填度力学效应。

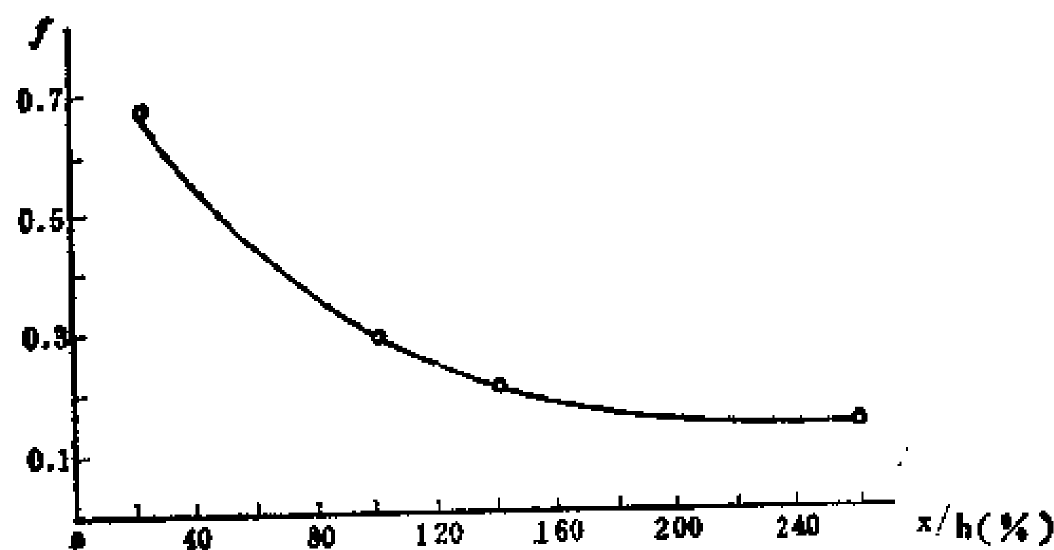


图 2.3.32　起伏结构面充填度对抗剪强度影响

（朱庄水库资料）

图 2.3.32 资料表明，充填度小于 100% 时，充填度对结构面强度影响很大，它随着充填度增大，结构面强度迅速降低。当结构面软弱夹层厚度大于起伏差近两倍，即充填度大于 200% 时，结构面抗剪强度才趋于稳定，即结构面强度到达最低点。这时，结构面强度与充填物的强度相同。

软弱夹层力学效应不仅仅限于上述三点，如夹层的结构特征、地下水作用等影响也是十分显著的。

3. 结构面形态力学效应

结构面形态按其上下盘接触状况可分为如图 2.3.33 所示的两种类型。一种是上、下盘吻合接触，一种是上、下盘不吻合接触。把上下盘吻合接触的形态特征用起伏度来描述，把上下盘不吻合接触的形态用粗糙度来描述。

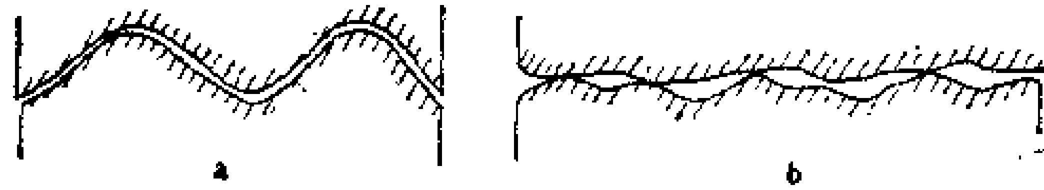


图 2.3.33　结构面接触类型

a. 上下盘吻合接触；b. 上、下盘不吻合接触

粗糙度对岩体结构面力学性质的影响一般包括在试块试验结果内。不论对试验结果分析来说，还是对工程地质条件对比来说，粗糙度力学效应可采用分级处理。一般可分三级，即粗糙的、平滑的、镜面的。粗糙的结构面抗剪强度参数 C、ϕ 都比较高。而镜面的一般不存在咬合力，即 $C=0$，而 ϕ 也很低，与余残强度相当；平滑的则处于粗糙与镜面之间。

结构面的起伏度对岩体力学性能的影响有两个方面，即①起伏差；②起伏角或称为爬坡角、下坡角；它们的作用往往由于具体条件而是统一的。

常见的结构面起伏形态有如图 2.3.34 所示的四种：

① 平直结构面；

② 台阶状结构面；

③ 锯齿状结构面；

④ 波状结构面。

图 2.3.34　结构面起伏形态类型

四种形态不同的结构面力学效应是不同的。平直结构面在块体沿着它滑动时，块体运动方向与块体沿结构面移动方向是一致的，结构面形态对其运动无阻抗作用。不连续结构面及台阶状结构面则具有联合阻抗外力作用力学效应，它的阻力强度系由开裂的结构面阻力强度和岩体抗剪断强度两者共同组成。锯齿状和波状结构面都属于起伏结构面，上覆岩体沿着它运动时，块体总的运动方向与运动过程中的瞬时运动方向不一致，即具有爬坡作用。这种爬坡作用具有增加结构面抵抗外力的能力。在坚硬岩体中，这种形态效应是不容忽视的。

最常见的起伏结构面则主要是构造成因形成的断层面及层间错动面。这两种结构面最常见的形态有三种：

1）台阶状　　如图 2.3.35 所示大多系层间错动经后期断层切割形成；

2）锯齿状　　追踪已有断裂形成的张性结构面(图 2.3.36)；

3）波状　　为压性结构面、张扭性结构面及层间错动面等常见的结构面形态(图 2.3.37)。

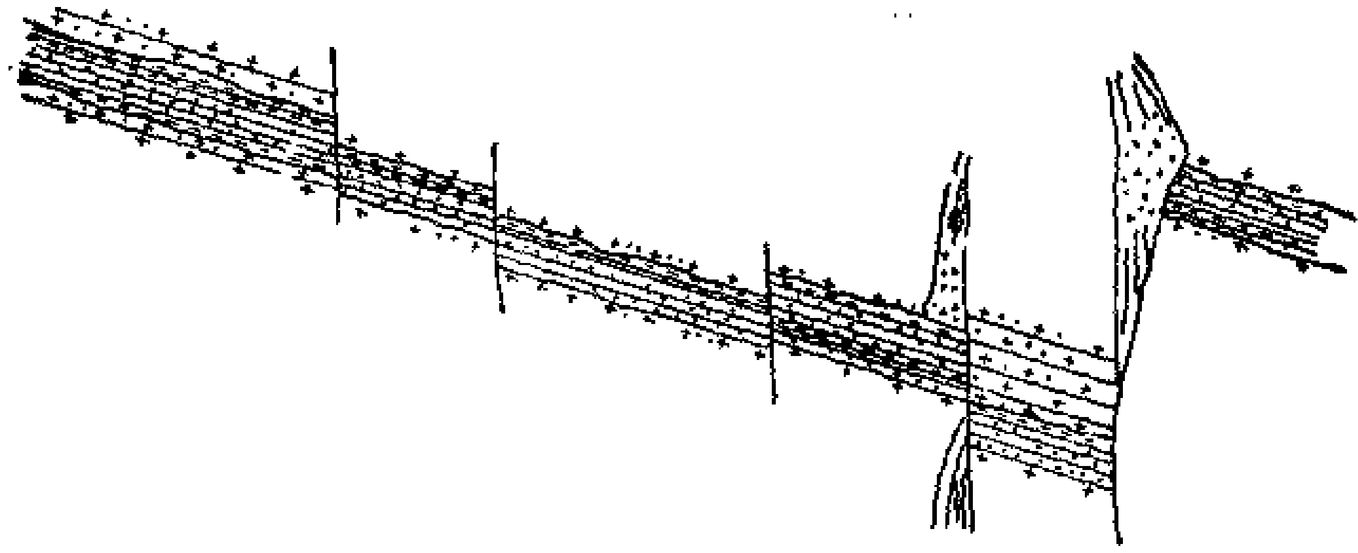


图 2.3.35　台阶状结构面

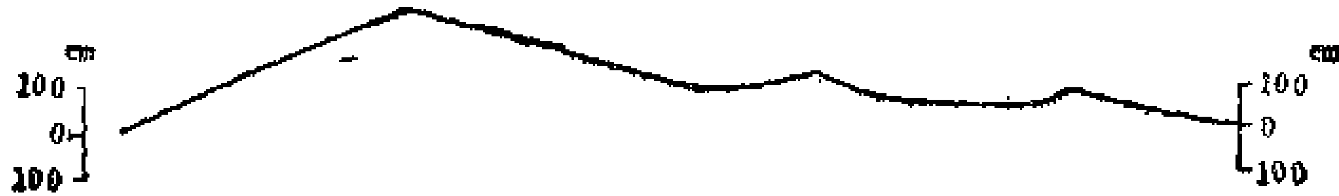


图 2.3.36　锯齿状结构面



图 2.3.37　波状结构面

这三种形态结构面有四种破坏方式：①台阶状结构面平直剪切滑动；②台阶状结构面压切；③锯齿状和波状结构面爬坡滑动；④锯齿状和波状结构面啃断，啃断实际上是发生爬坡作用的条件。

（1）台阶状结构面力学效应　　如图 2.3.38 所示，边坡上块裂体 A 最可能的破坏方式则为沿软弱结构面向下滑动。但是该软弱结构面系被断层错断成台阶状。显然阻抗块裂体 A 向下滑动的阻力由两部分组成，即由各段的软弱结构面抗剪强度及各分段完整岩体沿层面方向抗剪断强度组成。当连续岩体段较长时则也有可能由软弱结构面强度与台阶段压切强度联合组成。

由图 2.3.38 力学模型可知，岩体被剪断破坏时整个岩体包括完整岩体及结构面两个部分，其结构面力学效应为：

$$\tau(\Sigma a_i + \Sigma b_i) = \Sigma\tau_j a_i + \Sigma\tau_b b_i \tag{2.3.34}$$

式中 τ 为整个结构面的抗剪强度；τ_j 为节理面段的抗剪强度；τ_b 为岩块段的抗剪断强度。因为

$$\tau_j = \sigma_n \mathrm{tg}\phi_j + C; \tag{2.3.35}$$

$$\tau_b = \sigma_n \mathrm{tg}\phi_b + C_b \tag{2.3.36}$$

将式 (2.3.35)，(2.3.36) 代入式 (2.3.34) 得

$$\tau(\Sigma a_i + b_i) = \sigma_n(\Sigma a_i \mathrm{tg}\phi_j + \Sigma b_i \mathrm{tg}\phi_b) + \Sigma a_i C_j + \Sigma b_i C_b \tag{2.3.37}$$

近一步整理得：

$$\mathrm{tg}\phi = \frac{\Sigma a_i \mathrm{tg}\,\phi_j + \Sigma b_i \mathrm{tg}\,\phi_b}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} \tag{2.3.38}$$

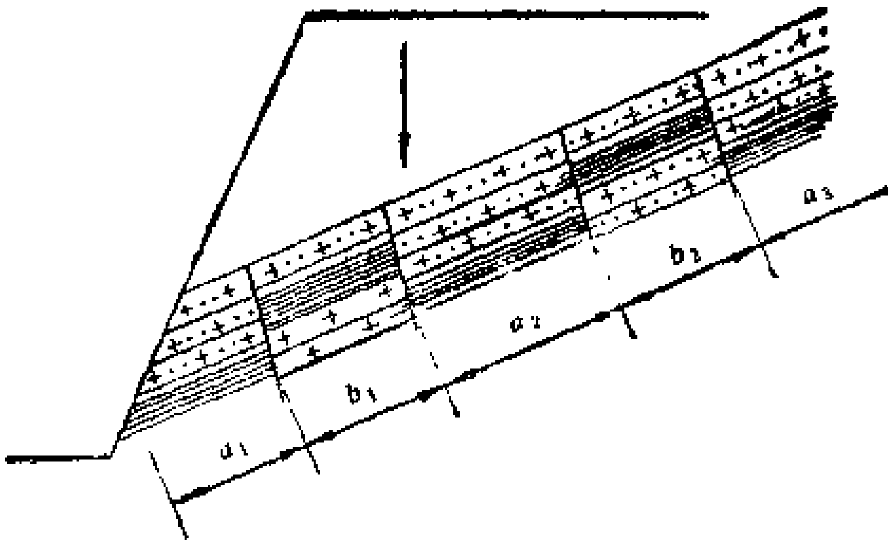


图 2.3.38 台阶状结构面力学效应

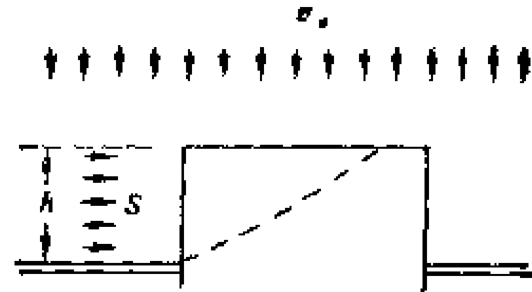


图 2.3.39 台阶状结构面压切破坏力学模型

$$C = \frac{\Sigma a_i C_j + \Sigma b_i C_b}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} \qquad (2.3.39)$$

定义

$$\xi = \frac{\Sigma a_j}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} \qquad (2.3.40)$$

为结构面连续性指数，它表征着结构面连续性力学效应，则式(2.3.38)，(2.3.39)可改写为：

$$\operatorname{tg}\phi = \xi \operatorname{tg}\phi_j + (1-\xi)\operatorname{tg}\phi_b \qquad (2.3.41)$$

$$C = \xi C_j + (1-\xi) C_b \qquad (2.3.42)$$

取典型情况，$\xi = 0.5$ 时，则

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{1}{2}(\operatorname{tg}\phi_j + \operatorname{tg}\phi_b) \qquad (2.3.43)$$

$$C = \frac{1}{2}(C_j + C_b) \qquad (2.3.44)$$

这种情况实际上是断层等间距延展的一种反映。上述表明，结构面连续性越大，即 ξ 愈大，岩体强度降低愈大。同时也表明这类岩体的抗剪断强度是由结构面抗剪强度与岩块抗剪强度共同组成的。

石膏模型试验资料表明，当台阶宽度 b 小于台阶高度 $h\operatorname{ctg}\left(45° - \frac{\phi_b}{2}\right)$ 时，即 $b < h \times \operatorname{ctg}\left(45 - \frac{\phi_b}{2}\right)$ 时，则以上述的台阶被剪断方式破坏，当台阶宽度 $b > h\operatorname{ctg}\left(45° - \frac{\phi_b}{2}\right)$ 时，则台阶以压切方式破坏。其破坏机制如图 2.3.39 所示。

图中完整岩体部分的压切强度为：

$$S = \frac{\sigma_n(\cos^2\beta \operatorname{tg}\phi_b + \sin\beta\cos\beta) + C_b}{\sin\beta\cos\beta - \sin^2\beta\operatorname{tg}\phi_b} \qquad (2.3.45)$$

按极限平衡条件，式中 β 应取值为

$$\beta = 45° - \frac{\phi_b}{2}$$

代入式(2.3.45)整理得：

$$S = \frac{\sigma_n[\operatorname{tg}\phi_b + \sin\phi_b\operatorname{tg}\phi_b + \cos\phi_b] + 2C_b}{\cos\phi_b - \operatorname{tg}\phi_b + \sin\phi_b\operatorname{tg}\phi_b} \qquad (2.3.46)$$

则整个结构面强度为

$$\tau(\Sigma a_i + \Sigma b_i) = \Sigma \tau_{ji} a_i + \Sigma s_i h_i \tag{2.3.47}$$

$$(\sigma_n \operatorname{tg}\phi + C)(\Sigma a_i + \Sigma b_i) = \Sigma(\sigma_n \operatorname{tg}\phi_{ji} + C_{ji})a_i + \Sigma\left(\frac{\sigma_n[\operatorname{tg}\phi_{bi} + \sin\phi_i \operatorname{tg}\phi_{bi} + \cos\phi_{bi}] + 2C_b}{\cos\phi_b - \operatorname{tg}\phi_b + \sin\phi_b \operatorname{tg}\phi_b}\right)h_i$$

$$f = \operatorname{tg}\phi = \frac{\Sigma a_i \operatorname{tg}\phi_j}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} + \frac{\Sigma \dfrac{(\operatorname{tg}\phi_{bi} + \sin\phi_{bi}\operatorname{tg}\phi_{bi} + \cos\phi_{bi})}{\cos\phi_{bi} - \operatorname{tg}\phi_{bi} + \sin\phi_{bi}\operatorname{tg}\phi_{bi}} b_i}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} \tag{2.3.48}$$

$$C = \frac{\Sigma C_{ji} a_i}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} + \frac{\Sigma \dfrac{2C_{bi}}{\cos\phi_{bi} - \operatorname{tg}\phi_{bi} + \sin\phi_{bi}\operatorname{tg}\phi_{bj}} h_i}{\Sigma a_i + \Sigma b_i} \tag{2.3.49}$$

(2) 锯齿状及波状结构面力学效应　这种结构面产生位移运动时，有两种情况，其一为平面应力状态，另一为平面应变状态。平面应力状态允许在结构面相对移动时产生垂直位移，如滑坡运动。平面应变状态指岩块沿结构面位移时，不允许产生垂直于结构面的位移。严格地说，这种情况是没有的。多数情况下受一定的限制，如地下洞室围岩沿结构面破坏时就属于这一种，是受围岩刚度控制。

锯齿状结构面和波状结构面在形态上稍有区别，而在力学效应上是相同的。这类结构面力学效应有两种作用，即①爬坡作用；②啃断作用。有时则以爬坡作用为主，有时则以啃断作用为主。其力学模型示于图 2.3.40。

由图 2.3.40 得知：

$$l_1 = h\operatorname{ctg}\alpha$$

$$l_2 = h\operatorname{ctg}\beta$$

$$l_1' = \frac{l_1}{\cos\alpha} = \frac{h}{\sin\alpha}$$

$$l = h(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)$$

$$P = \sigma_1 l = \sigma_1 h(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)$$

$$S = \sigma_3 h$$

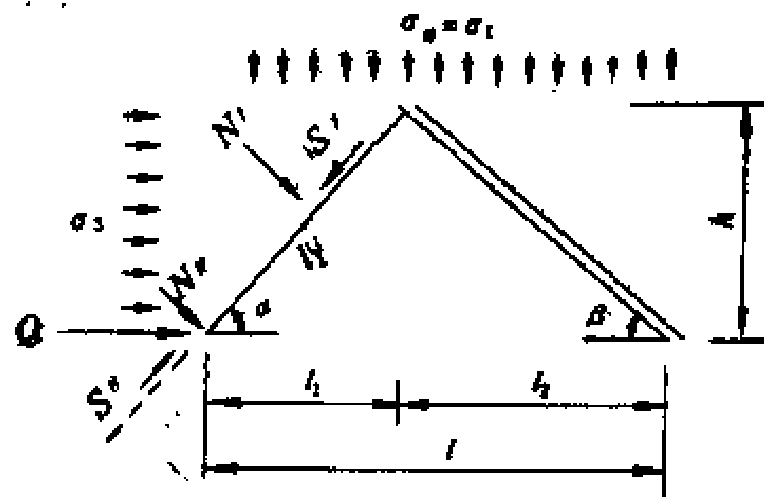


图 2.3.40　锯齿状及波状结构面力学模型

由图 2.3.40 分析得

$$N = N' + N'' = P\cos\alpha + S\sin\alpha$$

$$T = S' + S'' = S\cos\alpha - P\sin\alpha$$

按极限平衡条件，则

$$T = N\operatorname{tg}\phi_j + C_j l_i \tag{2.3.50}$$

将有关的已知条件代入上式，整理得

$$S = P\frac{\sin\alpha + \cos\alpha\operatorname{tg}\phi_j}{\cos\alpha - \sin\alpha\operatorname{tg}\phi_j} + \frac{hC_j}{\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha\operatorname{tg}\phi_j)} \tag{2.3.51}$$

沿总结构面方向极限平衡条件为

$$S = T = P\operatorname{tg}\phi + Cl \tag{2.3.52}$$

对比式 (2.3.52)，(2.3.51) 可得

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{\sin\alpha + \cos\alpha\operatorname{tg}\phi_j}{\cos\alpha - \sin\alpha\operatorname{tg}\phi_j} = \operatorname{tg}(\phi_j + \alpha)$$

即
$$\phi = \phi_j + \alpha \tag{2.3.53}$$
而
$$C = \frac{C_j}{\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha \operatorname{tg}\phi_j)(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)} \tag{2.3.54}$$
式 (2.3.53), (2.3.54) 系爬坡作用时总结构面抗剪强度参数。

(3) 爬坡作用条件　爬坡作用不是在所有的条件下都存在。当岩块强度较低，正压力较大时，啃断作用常常代替了爬坡作用。这已由实验结果得到了证明。如图 2.3.41 所示，在正压力较小时，结构面抗剪强度符合式 (2.3.53) 及 (2.3.54) 的条件。当正压力大于 σ_m 时，而呈现与 α 无关，只服从岩块抗剪断破坏法则了。从理论上来说，σ_m 可用下面的关系式求得，即
$$T(\alpha + \phi_j) = T_b \tag{2.3.55}$$
$$T_{(\alpha+\phi_j)} = \sigma_m l \operatorname{tg}(\alpha + \phi_j) + \frac{hC_j}{\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha \operatorname{tg}\phi_j)} \tag{2.3.56}$$
而 T_b 为被啃断的长度为 l 的锯齿的抗剪力，即
$$T_b = \sigma_m l \operatorname{tg}\phi_b + C_b l \tag{2.3.57}$$
将式 (2.3.56), (2.3.57) 代入式 (2.3.55) 整理得
$$\sigma_m = \frac{C_b - \dfrac{C_j}{\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha \operatorname{tg}\phi_j)(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)}}{\operatorname{tg}(\alpha + \phi_j) - \operatorname{tg}\phi_b} \tag{2.3.58}$$
式 (2.3.58) 即为啃断作用代替爬坡作用的压力条件 σ_m 可称为咬合压力。当岩体内作用于某一结构面上的正应力 $\sigma_n > \sigma_m$ 时，此结构面只能以啃断作用破坏，其强度受岩块抗剪断强度控制。如 $\sigma_n < \sigma_m$ 时，则将以爬波方式破坏。

应当指出，经常在锯齿状结构面上观察到齿尖被剪断现象，这多半是由于在爬坡过程中作用于齿上的正压力消失，组成锯齿的岩块 C_b 值不足以抵抗剪力作用的结果。它并不会增加结构面抗剪强度。在这种情况下，结构面抗剪强度还是受爬坡作用控制着的。

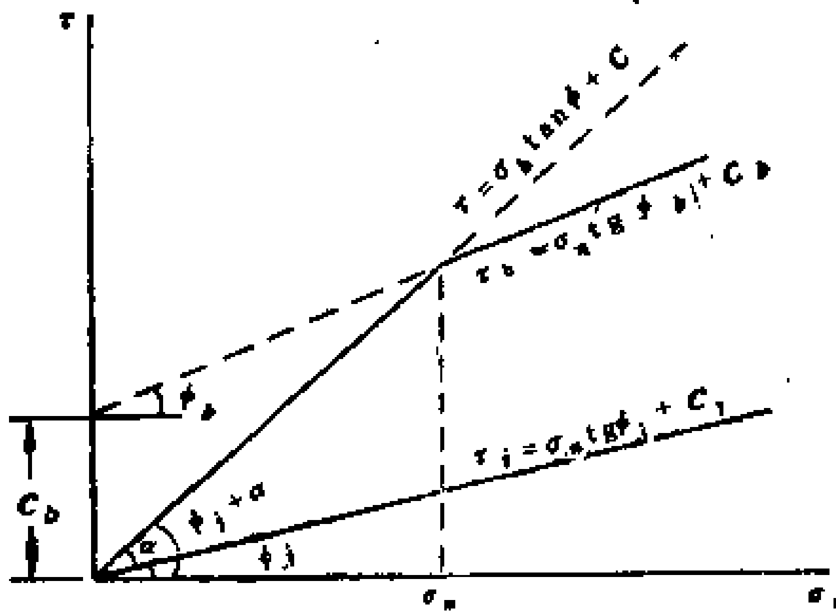


图 2.3.41　锯齿状、波状结构面强度与正压关系

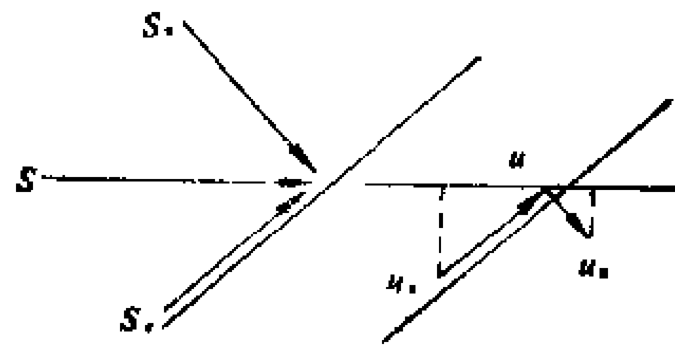


图 2.3.42　块裂体沿结构面滑移变形机制

爬坡角力学效应，除反应在岩体结构面强度改变方面外，还表现在结构面变形性能上。如图 2.3.42 所示的力学模型为例，设结构面的剪切刚度为 K_s，则在剪力 s 作用下产生的位移为 u，则
$$S = KU \tag{2.3.59}$$
式中 K 为平行于剪力 S 作用方向的变形刚度。

剪力 S 作用于结构面上的法向分力及剪切分力分别为

$$S_n = S\sin\alpha \tag{2.3.60}$$

$$S_s = S\cos\alpha \tag{2.3.61}$$

S_n 及 S_s 引起的结构面变形分别为

$$u_n = \frac{S_n}{K_n} = \frac{S}{K_n}\sin\alpha \tag{2.3.62}$$

$$U_s = \frac{S_s}{K_s} = \frac{S}{K_s}\cos\alpha \tag{2.3.63}$$

则

$$u = u_s\cos\alpha + u_n\sin\alpha = S\left(\frac{1}{K_s}\cos^2\alpha + \frac{1}{K_n}\sin^2\alpha\right) \tag{2.3.64}$$

$$K = \frac{1}{\dfrac{1}{K_s}\cos^2\alpha + \dfrac{1}{K_n}\sin^2\alpha} \tag{2.3.65}$$

当 $K_n \gg K_s$ 时(如结构面充填物较薄时),

$$K = \frac{K_s}{\cos^2\alpha} \tag{2.3.66}$$

如果 $K_s \doteq K_n$(如软弱夹层较厚时),

$$K \doteq K_s \doteq K_n$$

4. 结构面延展性及贯通性力学效应

结构面延展性可由一定方向上结构面连续性或连续段长度表示。在一定长度范围内,开裂的结构面占的比例可用连续性系数或连续性指数来描述。结构面延展性在岩体力学性能和力学作用方面具有的效应,主要表现在对岩体力学作用机制的影响上。从岩体力学角度来说,结构面延展长度离开研究的岩体尺寸,并无重要意义。如图 2.3.43a 所示,结构面一方面构成结构体的边界;另一方面又构成结构体或岩体内部的次一级结构。这表明,结构体内部又包含有延展性小,连续性差的结构面。它们对岩体的力学性能和力学作用的影响是不同的。

结构面连续性力学效应在上一节已谈到过。关于结构面贯通性力学效应可以从图 2.3.43b 所示的三种典型情况来进行讨论。即在一定尺寸岩体内的贯通性可分①非贯通性的,②半贯通性的,③贯通性的。

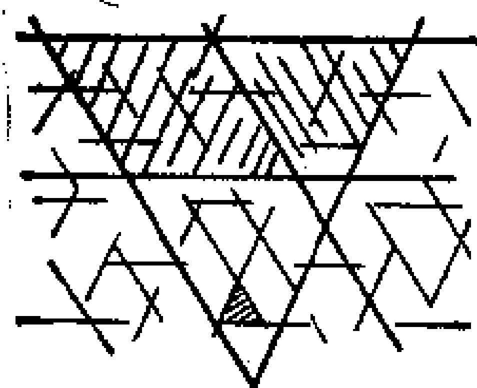


图 2.3.43a 结构面延展性及作用示意图

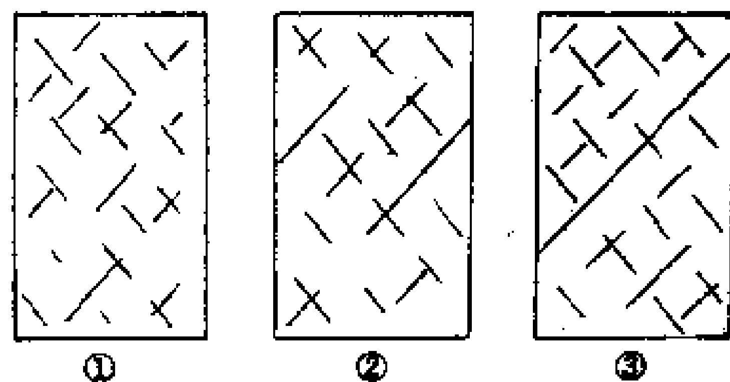


图 2.3.43b 岩体和岩块内结构面贯通性类型

（1） 非贯通性的结构面　这种结构面的作用主要是使岩体或岩块的强度降低、变形加大。岩块内这种结构面分布比较均匀时，构成了岩体力学性能具有尺寸效应的基础。含有这种结构面的岩块在外力作用下破坏时，其破坏方式遵循着完整体或连续介质的特点，即以破裂面追踪的方式破坏。含有这种结构面的岩块如果再将它切小时，则又可出现如图 2.3.43b 中②，③型的特点。这样便又构成了岩块力学性能具有分散性的基础。

（2） 半贯通性结构面　岩块内含有这种结构面时，有两种情况，其一，当半贯通性结构面延伸不长时，其作用与含有非贯通性结构面力学效应相似；当半贯通性结构面在岩块内延伸较长时，其作用将与贯通性结构面相似。这表明，具半贯通性结构的岩块力学试验的结果十分分散。这种现象可用图 2.3.44 资料来证明。图中资料表明，呈劈裂式破坏的结果比较集中，而局部沿结构面破坏（即发育有半贯通性结构面的试块）的资料是很分散的。以围压 σ_3 = 35MPa 为例，最高的压碎强度为 225MPa，最低的仅为 110MPa。而沿结构面破坏时的结构面倾角一般为 50°±，这是贯通性结构面力学效应。

（3） 贯通性结构面　含有这种结构面的岩块或岩体力学性能和破坏机制主要受贯通性结构面控制。在这种情况下，结构面产状起重要作用。关于结构面产状力学效应将在后面讨论。仅指出，当作用于岩块上的 $\sigma_3 = 0$ 时，贯通性结构面倾角 α 大于结构面摩擦角 ϕ 时，岩体如发生破坏，最可能的破坏方式为岩块沿贯通性结构面滑移，也就是说，这种情况下的岩体属于块裂体力学介质，岩体力学研究的重点应放在结构面力学性质和力学作用上。

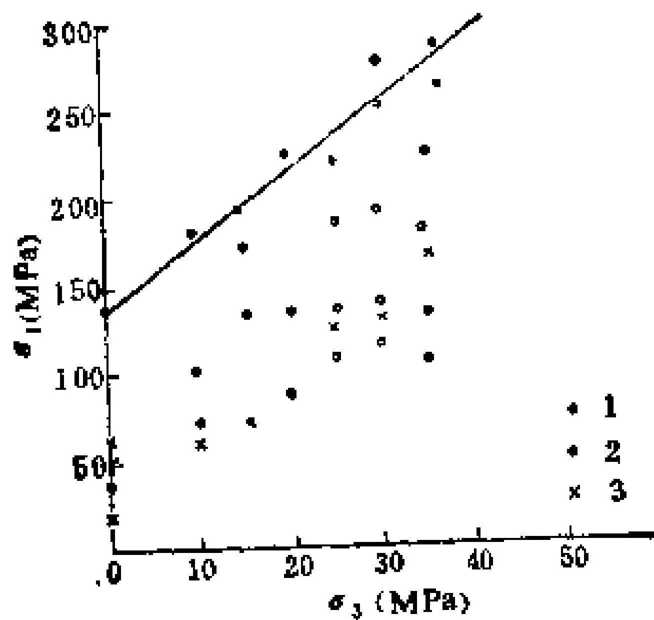


图 2.3.44　前震旦纪大理岩三轴试验结果
1. 完整岩块破坏；2. 具有半贯通性节理破坏；3. 沿结构面破坏

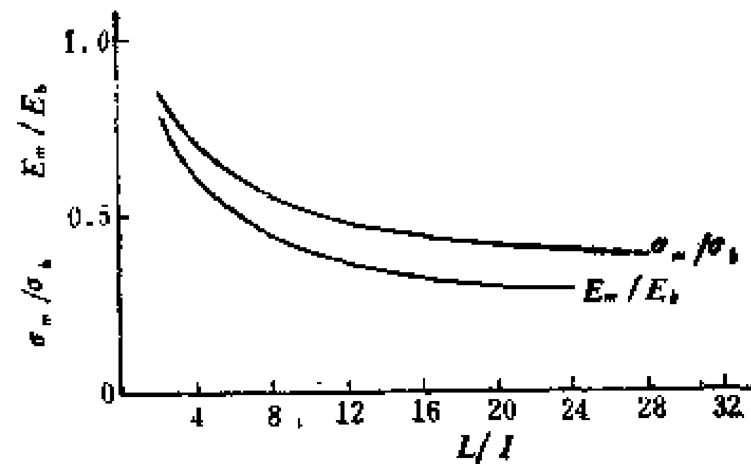


图 2.3.45　岩体力学性能与结构面密度关系
L. 岩体尺寸；l. 结构体尺寸；σ_m, E_m. 岩体强度、弹性模量；σ_b, E_b. 结构体强度、弹性模量

5. 结构面密度力学效应

单位岩体内发育的结构面数量称为结构面密度。结构面密度表示方法很多，如①单位长度和单位面积、单位体积内发育的结构面数量；②结构面间距；③岩体尺寸 L 和结构体尺寸 l 之比，即 L/l。前三者对定性评价岩体的力学性能是较方便的。但它反映不出各结构面在力学效应上的差别。考虑到各结构面力学效应的差别，可采用结构效应指数或裂隙指数反映结构面密度力学效应。它可以反映出各结构面力学效应的差别；但复杂，不好掌握，它已不仅是结构面密度本身的力学效应，实际上它包括了结构面的综合效应。

图 2.3.45 资料可以定性地说明结构面密度对岩体力学性能影响情况。它表明，岩体内发育的结构面数量愈多，即密度愈大，其强度愈低、变形愈大。但不是无限降低或增大，而是有限的。当岩体内发育的结构面多于一定数量后，则它对岩体强度和变形的影响就不继续增加，而是趋于一稳定值，这种现象常称为尺寸效应。

许多试验表明，岩体力学性能确实与试块尺寸有关。应当指出，这是一个现象，而不是本质。产生这种现象的原因在于岩体内存在有结构面。试块愈小，含有结构面数量愈少，故力学性能愈好；反之，试块愈大，其内含的结构面数量愈多，力学性能愈差。

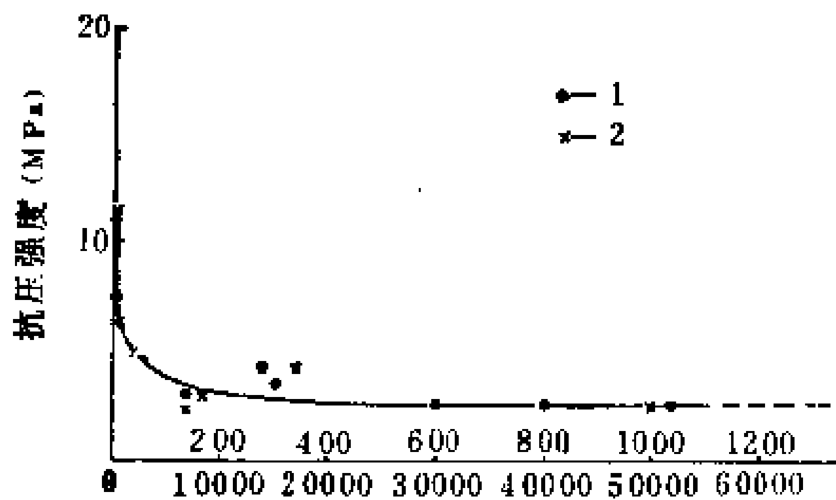


图 2.3.46 板岩单轴压强度与结构体数关系

1. 强度与结构体数关系； 2. 强度与试件体积关系

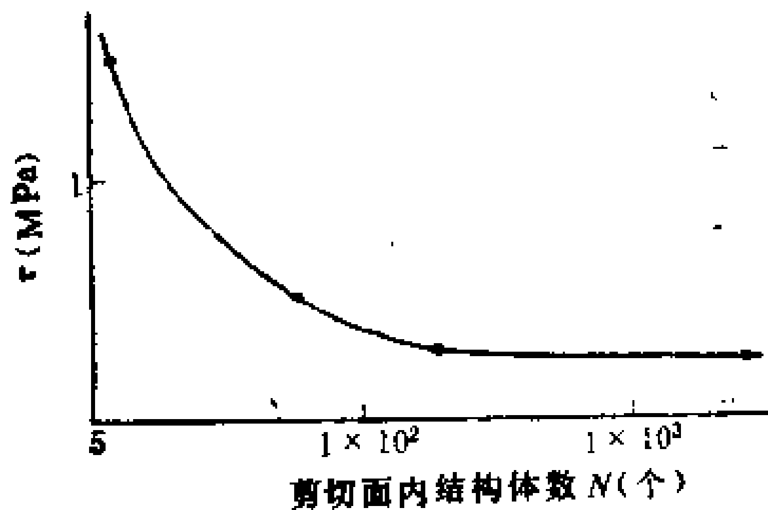


图 2.3.48 板岩剪切强度与结构体数关系（$\sigma_n = 0.2$MPa）

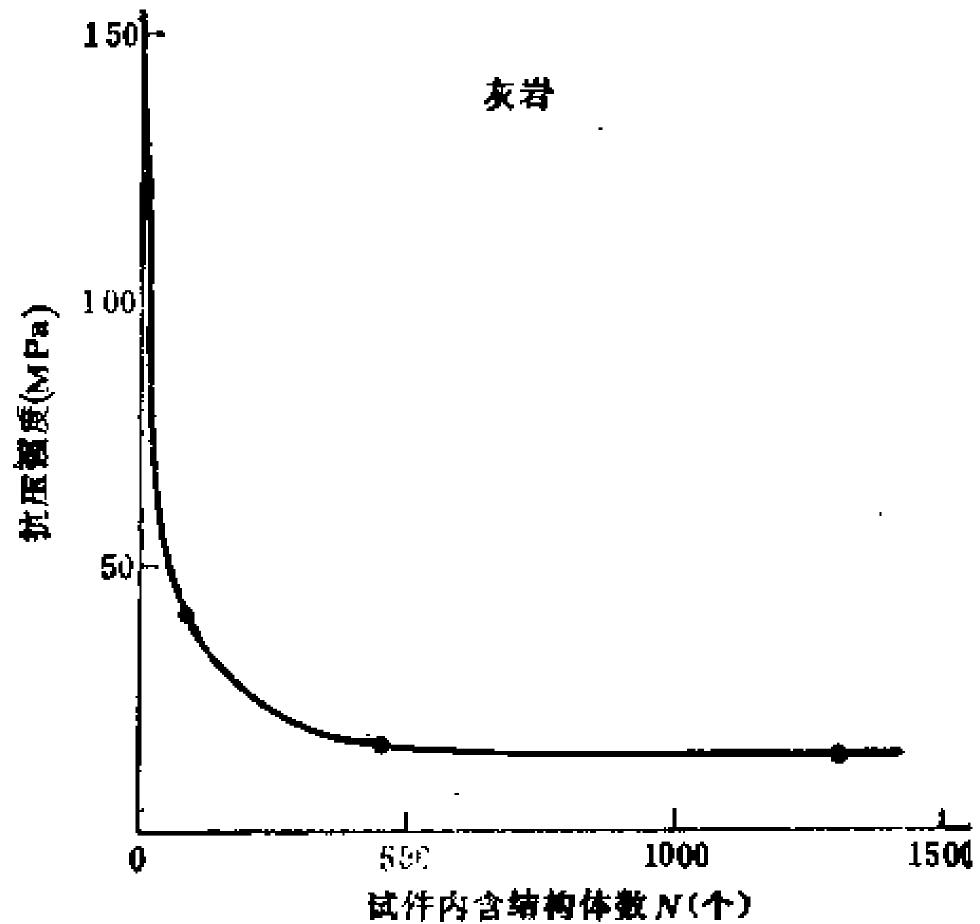


图 2.3.47 灰岩抗压强度与结构体数关系

图 2.3.46，2.3.47 及 2.3.48 为我们在野外原位试验中取得的部分资料。资料表明，岩体破坏强度，不论抗压强度还是抗剪强度，大体都一样，与岩体内包含的结构体数密切有关。它具有如下的规律：岩体力学性质随着岩体内含有的结构体数增多而减少。其衰减程度与岩性、结构有关。具体地说，岩体强度随岩体内含结构体数 N 增加而减少，其减少程度与岩块强度和岩体强度之间差值 $\sigma-\sigma_m$ 成正比，与岩体内含的结构体数成反比，即：

$$\frac{\partial\sigma}{\partial N} = -\alpha\frac{\sigma-\sigma_m}{N} \tag{2.3.67}$$

$$\ln(\sigma-\sigma_m) = \ln N^{-\alpha} + \ln A$$

$$\ln\frac{\sigma-\sigma_m}{A} = \ln N^{-\alpha} \tag{2.3.68}$$

即

$$\frac{\sigma - \sigma_m}{A} = N^{-a} \tag{2.3.69}$$

$$\sigma = \sigma_m - AN^{-a} \tag{2.3.70}$$

$$A = \sigma_0 - \sigma_m \tag{2.3.71}$$

式(2.3.70)即为碎裂介质岩体破坏强度的尺寸效应。式中 σ_0 为岩块强度；σ_m 为岩体内含有限多个结构体时强度；a 是与岩体结构特征，即与结构体形状、大小、产状及结构面蜕化状况有关，故称为结构效应指数。

岩体尺寸力学效应是把典型的地质单元碎裂介质岩体试块试验结果与碎裂介质岩体地质特征结合起来分析岩体力学性质的纽带，它是十分重要的概念，在岩体力学研究中必须给予充分重视。

6. 结构面产状力学效应

关于结构面产状力学效应 K. W. John (1969) 利用石膏做的模型进行过很好的研究。图 2.3.49 及 2.3.50 为这方面研究的代表性资料。资料表明，岩体内的结构面因其产状不同，而使岩体力学性质具有强烈的方向性或各向异性。其力学效应与岩体内存在的

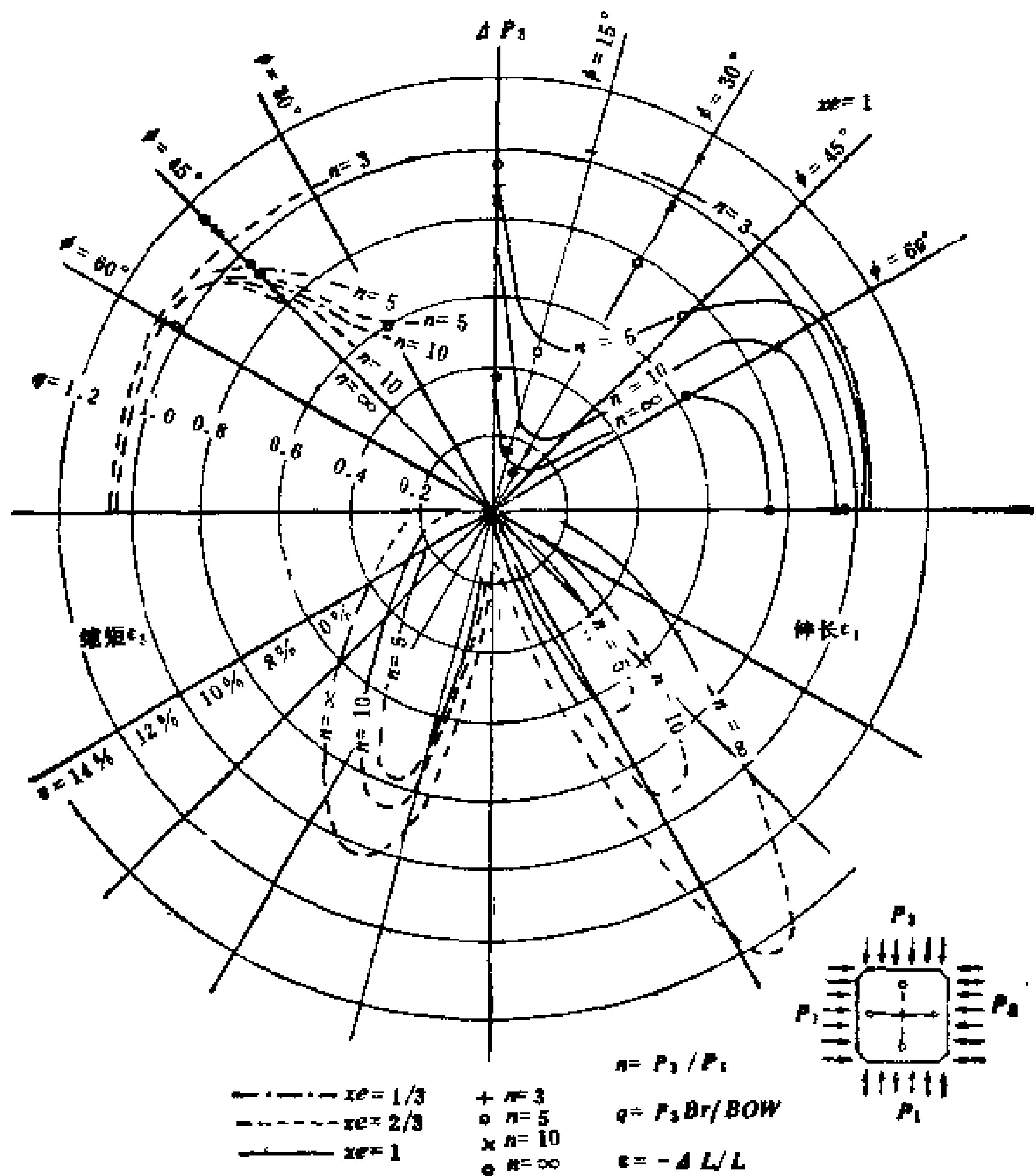


图 2.3.49 岩体内存在一组结构面时对力学性质影响的石膏模型试验结果
(L. Müller 和 F. Pacher, 1965)

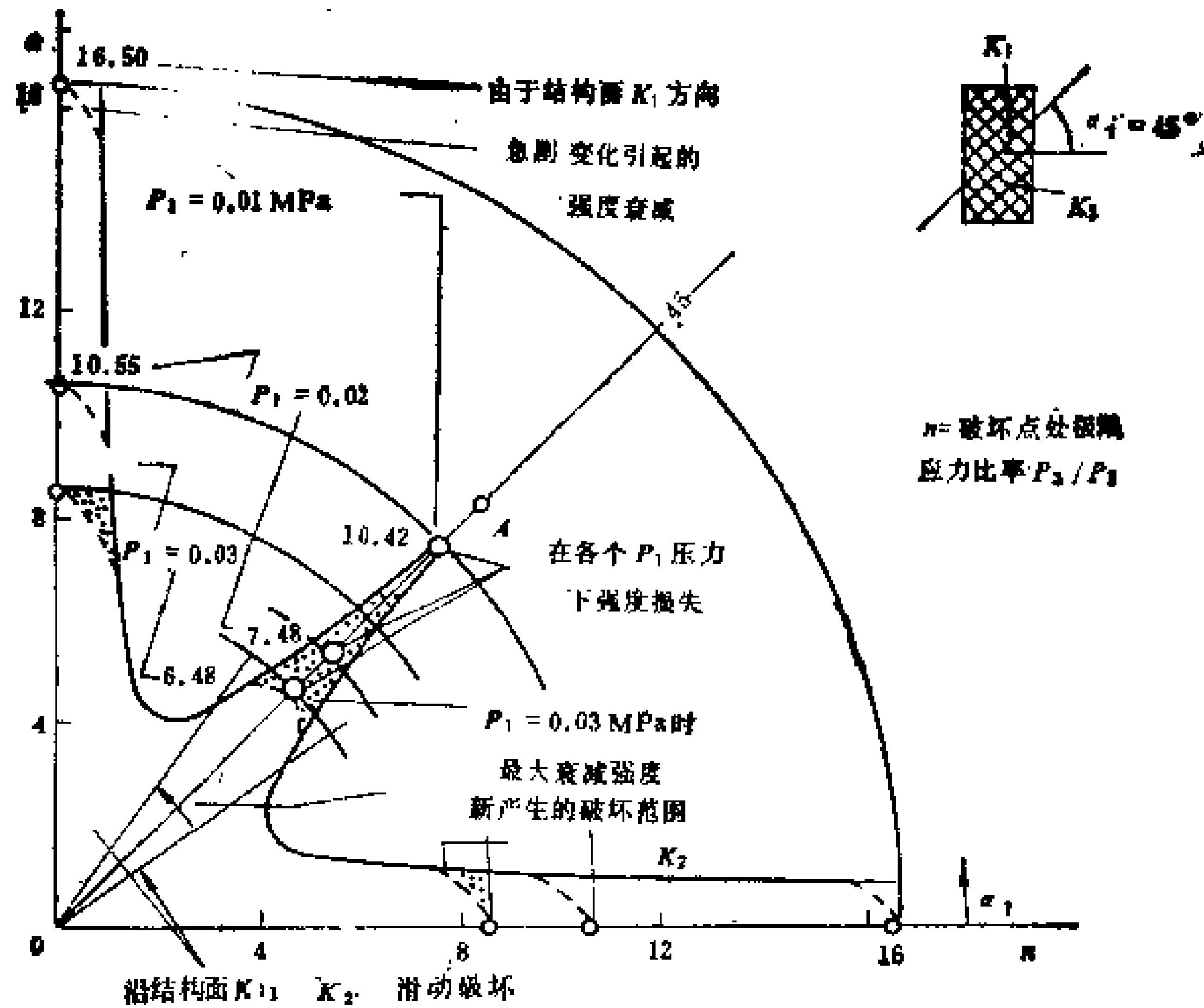


图 2.3.50　岩体内存在有两组结构面时对岩体强度影响的石膏模型试验（John，1969）

结构面组数有关。如图 2.3.49 所示，岩体内含有一组结构面时，其强度随着结构面产状变化，呈两高一低变化。而强度最低点出现在结构面倾角为 30° 左右处。岩体内含有两组结构面时，如图 2.3.50 所示，其强度随着受力方向的变化呈三高两低的特点。两低点与各组结构面力学效应中强度最低点相当。而中间的高点位于两组结构面夹角平分线处。如两组结构面交角为90°时，则该点处于倾角为 45° 处。

取包含有贯通结构面的试块做破裂试验，试验结果表明，如图 2.3.51 所示，有的岩块沿结构面破裂，有的不沿结构面破坏，它与结构面产状密切有关。有人对结构面产状与岩块强度关系做了一些比较试验。试验结果表明，在一定围压下，岩块强度与结构面产状（倾角）密切有关。图 2.3.52 便是一例。图 2.3.52 中资料表明，板岩在一定围压下的强度随结构面的伏角 β 而变。如以 $\sigma_3 = 7\text{MPa}$ 为例，当伏角 $\beta > 45°$ 时（即倾角 $\alpha < 45°$），其强度不变；当伏角 $\beta = 30°$（倾角 $\alpha = 60°$）时，其强度最小，而围压愈大，这种影响

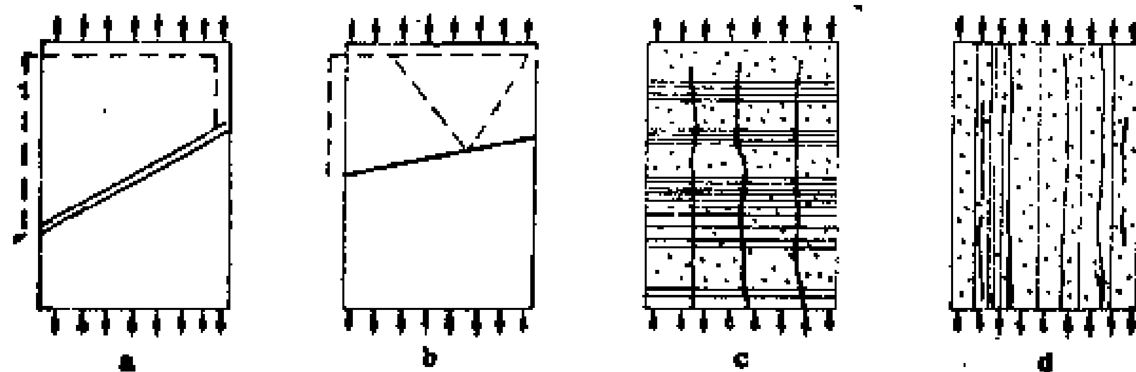


图 2.3.51　结构面对岩体破坏方式的控制作用

a. 受结构面控制；b. 部分受结构面控制；c, d. 结构面不起控制作用

有减少的趋势。上述资料表明，结构面产状对岩块力学的作用表现在两个方面，即①控制着岩块或岩体破坏机制；②影响着岩块或岩体的变形和强度。下面我们来对结构产状对岩体强度影响做一简要分析，以期对结构面产状力学效应的概念有一个基本的了解。

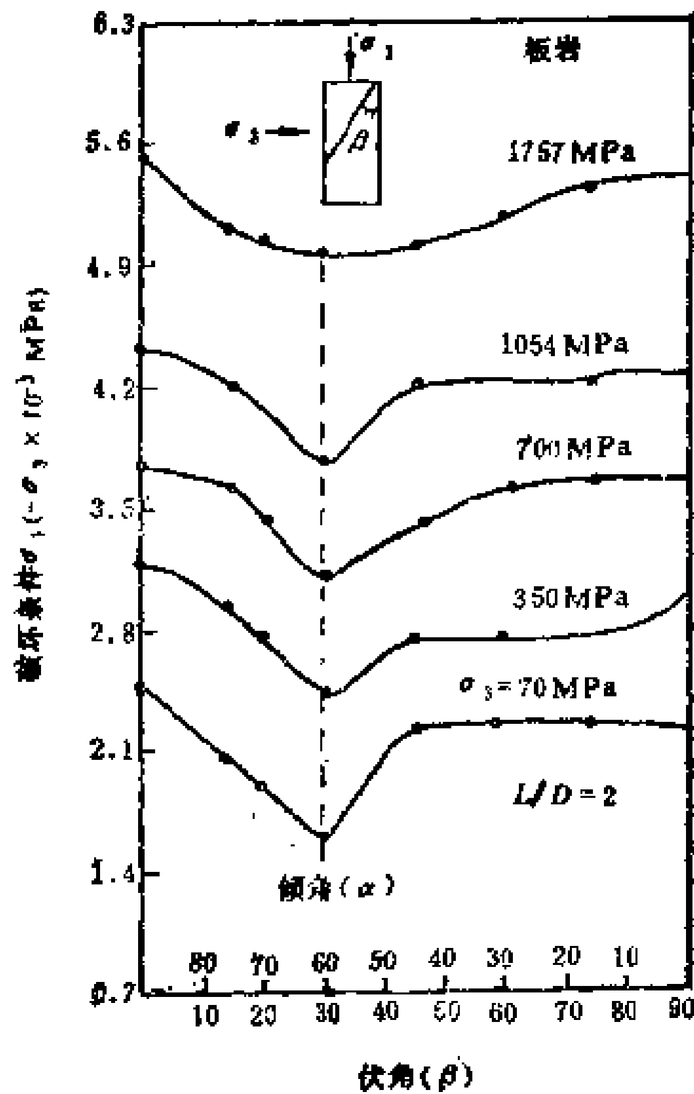


图 2.3.52　结构面产状对岩块强度的影响
(K. E. Gray, 1968 资料)

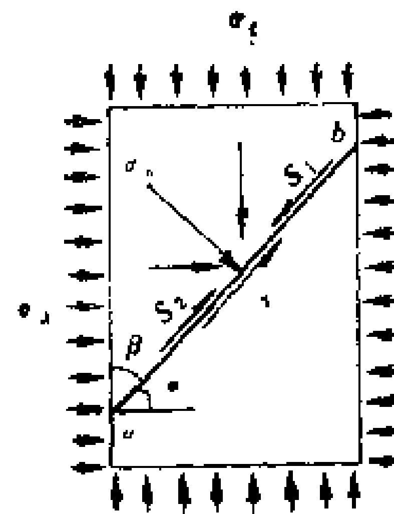


图 2.3.53　结构面产状作用的力学模型

(1) 结构面切穿临空面时其产状力学效应　　如图 2.3.53 所示，取发育有贯通性结构面 $\overline{ab}$ 的岩块一部分，受有 σ_1 和 σ_3 作用。则 σ_1, σ_3 分别作用于结构面 $\overline{ab}$ 上的应力强度为:

$$\sigma_1' = \sigma_1 \sin\beta$$

$$\sigma_3' = \sigma_3 \cos\beta$$

作用于结构面 $\overline{ab}$ 上的正应力及剪应力分别为:

$$\sigma_n = \sigma_1 \sin^2\beta + \sigma_3 \cos^2\beta \tag{2.3.72}$$

$$S = S_1 - S_2 = (\sigma_1 - \sigma_3)\sin\beta\cos\beta \tag{2.3.73}$$

其极限平衡条件为:

$$S = \tau = \sigma_n \mathrm{tg}\,\phi_j + C_j$$

即

$$(\sigma_1 - \sigma_3)\sin\beta\cos\beta = (\sigma_1 \sin^2\beta + \sigma_3\cos^2\beta)\mathrm{tg}\,\phi_j + C_j$$

整理得

$$\sigma_1 = \sigma_3 \mathrm{ctg}\beta\,\mathrm{tg}(\phi_j + \beta) + \frac{C_j}{\sin\beta(\cos\beta - \sin\beta\,\mathrm{tg}\,\phi_j)} \tag{2.3.74}$$

如果结构面平直光滑，即 $C_j = 0$ 时，则式 (2.3.74) 变为

$$\sigma_1 = \sigma_3 \mathrm{ctg}\beta \cdot \mathrm{tg}(\phi_j + \beta) \tag{2.3.75}$$

如果 $\sigma_3 = 0$ 时，则由式 (2.3.74) 求得

$$\sigma_1 = \frac{C_j}{\sin\beta(\cos\beta - \sin\beta \operatorname{tg}\phi_j)} \tag{2.3.76}$$

若结构面抗剪强度常数 $C_j = 0$，且 $\sigma_3 = 0$ 时，则得到

$$\operatorname{tg}\beta \operatorname{tg}\phi_j = 1 \tag{2.3.77}$$

或

$$\operatorname{tg}(90-\beta) = \operatorname{tg}\alpha = \operatorname{tg}\phi_j$$

$$\alpha = 90 - \beta = \phi_j \tag{2.3.78}$$

式(2.3.74)，(2.3.78)不仅说明了岩体内结构面切穿临空面时力学效应，而且提供了不同条件下的岩体在结构面控制下评价其稳定性的判据。这些判据不仅用于评价边坡稳定性、地下洞室及岩柱稳定性，还可用于分析预应力锚固法处理不稳定边坡、洞壁及岩柱的锚固条件。

（2）结构面倾向临空面而未切穿临空面力学效应　图2.3.54为这种情况的力学模型。这种力学模型在分析边坡稳定性，岩柱稳定性、洞壁稳定性时经常遇到，不过在这种情况下，$\sigma_3 = 0$ 罢了。取 $\sigma_3 \neq 0$ 分析其一般效应。

$$\sigma_1 A = \sigma_{1\cdot b} a + \sigma_{1\cdot j} b \tag{2.3.79}$$

式中 A 为岩块受 σ_1 作用的总面积；$\sigma_{1\cdot b}$ 为完整岩块在 σ_3 作用下的强度；a 为完整岩块发挥抵抗力作用部分的面积；$\sigma_{1\cdot j}$ 为结构面发挥作用部分的强度；b 为结构面发挥抵抗作用部分的面积。

$$\sigma_{1.b} = \alpha\sigma_3 + \sigma_c \tag{2.3.80}$$

式中 α 为围压效应系数；σ_c 为单轴抗压强度。

$$\sigma_{1.j} = \sigma_3 \operatorname{ctg}\beta \operatorname{tg}(\phi_j + \beta) + \frac{C_j}{\sin\beta\cos\beta(1 - \operatorname{tg}\beta\operatorname{tg}\phi_j)} \tag{2.3.81}$$

将 $\sigma_{1.b}$ 及 $\sigma_{1.j}$ 代入式(2.3.80)得

$$\sigma_1 = \frac{a}{A}(\alpha\sigma_3 + \sigma_c) + \frac{b}{A}\left[\sigma_3 \operatorname{ctg}\beta \operatorname{tg}(\phi_j + \beta) + \frac{C_j}{\sin\beta\cos\beta(1 - \operatorname{tg}\beta\operatorname{tg}\phi_j)}\right] \tag{2.3.82}$$

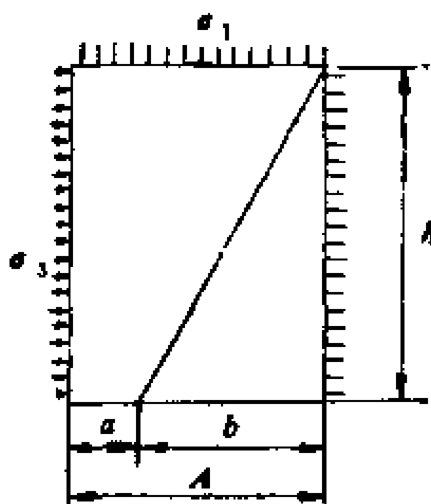


图2.3.54　结构面未切穿临空面的力学模型

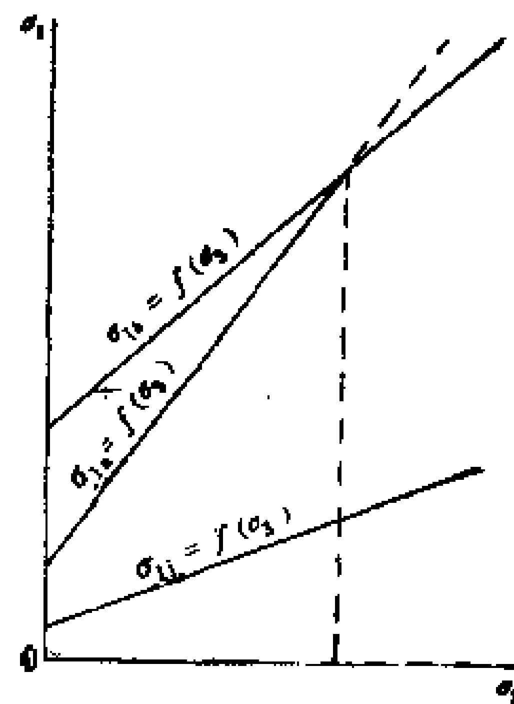


图2.3.55　结构面不具控制作用的条件

$\sigma_{1.j}$ 为结构面控制下抗压强度；$\sigma_{1.\alpha}$ 为具倾角 α 的结构面控制下抗压强度；$\sigma_{1.b}$ 为完整岩块抗压强度

由图 2.3.54 得知

$$b = h\,\mathrm{tg}\,\beta \tag{2.3.83}$$

$$a = A - b = A - h\,\mathrm{tg}\,\beta \tag{2.3.84}$$

代入式 (2.3.82) 整理得

$$\sigma_1 = \left(1 - \frac{h}{A}\mathrm{tg}\,\beta\right)(a\sigma_3 + \sigma_c) + \frac{h}{A}\left[\sigma_3 \mathrm{ctg}\beta\,\mathrm{tg}(\phi_j + \beta) + \frac{C_j}{\sin\beta\cos\beta(1 - \mathrm{tg}\,\beta\,\mathrm{tg}\,\phi_j)}\right]\mathrm{tg}\,\beta \tag{2.3.85}$$

式 (2.3.85) 表明

① $\beta \doteq 0$ 时，$\sigma_1 = a\sigma_3 + \sigma_c$

② $h = 0$ 时，$\sigma_1 \doteq a\sigma_3 + \sigma_c$

③ $\sigma_3 = 0$ 时，

$$\sigma_1 = \sigma_c\left(1 - \frac{h}{A}\mathrm{tg}\,\beta\right) + \frac{h}{A}\,\frac{C_j\,\mathrm{tg}\,\beta}{\sin\beta\cos\beta(1 - \mathrm{tg}\,\beta\,\mathrm{tg}\,\phi_j)} \tag{2.3.86}$$

式 (2.3.86) 可用于分析结构面未切穿临空面条件下的岩柱、地下洞室边墙稳定性，也可用作确定垂直边坡高度用。

④ 如 $\sigma_3 = 0$，$\beta = 0$ 时，$\sigma_1 = \sigma_c$。ε 实际上相当于完整岩块的单轴抗压强度。

⑤ 如 $\frac{A}{h} = \mathrm{tg}\,\beta$，则

$$\sigma_1 = \sigma_3\,\mathrm{ctg}\,\beta\,\mathrm{tg}(\phi_j + \beta) + \frac{C_j}{\sin\beta\cos\beta(1 - \mathrm{tg}\,\beta\,\mathrm{tg}\,\phi_j)} \tag{2.3.87}$$

即变为结构面切穿临空面时极限平衡条件。

上面分析表明，结构面产状对岩体力学性能和岩体力学作用的影响是十分明显的。式 (2.3.85) 综合地反映了结构面产状对岩块力学作用的效应，式 (2.3.85) 可以满意地解释图 2.3.52 的现象。

(3) **结构面不起作用的条件**　在上述分析中我们可以看出：①当围压一定时，结构面倾角愈小，结构面对岩块强度和破坏方式影响愈小。②当围压一定时，结构面不切穿临空面条件下，结构面倾角愈大，结构面对岩块强度及破坏方式影响愈小。③当结构面产状一定时，围压愈大，结构面对岩块强度及破坏方式影响愈小。

在试验中我们经常见到有的岩块破坏是受结构面控制的，有的则不受结构面控制，随此就提出了一个问题，即结构面对岩块破坏方式和强度条件起作用或不起作用的条件是什么？从数学上来讲，这是一个解联立方程的问题，也就是寻求在结构面控制下岩块破裂条件，即式 (2.3.74)，(2.3.85) 与具连续介质条件的岩块强度条件式 (2.3.80) 曲线交点 (参见图 2.3.55)。

联立方程 (2.3.74) 与 (2.3.80) 得

$$\sigma_3 = \frac{\dfrac{C_j}{\sin\beta\cos\beta(1 - \mathrm{tg}\,\beta\,\mathrm{tg}\,\phi_j)} - \sigma_c}{a - \mathrm{ctg}\,\beta\,\mathrm{tg}(\phi_j + \beta)} \tag{2.3.88}$$

当围压大于 σ_3 时，岩块破裂就不受结构控制了。

对于未切穿临空面的结构面来说，其不起作用的条件可由式(2.3.85),(2.3.80)联立解求。如此求得

$$\sigma_3 = \frac{\dfrac{C_j}{\sin\beta\cos\beta(1-\operatorname{tg}\beta\operatorname{tg}\phi_j)} - \sigma_c}{\alpha - \operatorname{ctg}\beta\operatorname{tg}(\phi_j+\beta)} \tag{2.3.89}$$

式(2.3.88)与(2.3.89)完全相同。这表明未临空的结构面与临空的结构面不起作用条件完全相同。

上面分析只是提供了认识结构面产状力学效应的基础。其中还有许多具体条件，如各公式适用条件，没有展开讨论，应当注意。

(五) 岩体结构力学效应及岩体力学性质分析方法

上面我们概述了结构体力学性质、结构面力学性质及力学效应，所有这些都是单因素分析。岩体力学性质包括多因素的综合性能，这些因素概括起来有：

① 结构体力学性质

② 结构面基本力学性质

包括：a. 结构面结合状况

b. 结构面充填状况

c. 结构面粗糙度

（以上①、②包括在试验取值内）

③ 结构面起伏状况——爬坡角效应法则

④ 结构面密度

⑤ 结构面贯通性

⑥ 结构面延展性

（④—⑥ 尺寸效应法则）

⑦ 结构面产状

⑧ 结构面组数

（⑦、⑧ 各向异性法则）

上列八组因素有的包括在试验测值内，有的是部分地包括在试验测值内。其中结构体力学性质及结构面基本力学性质，即平直结构面力学性质系包括在试验测值内，其余各部分试验测值一般很难包括，它们大多是综合作用反映在岩体力学性质内，并与岩体结构类型密切相关，因此，可称为岩体结构力学效应。除了结构体力学性质及结构面基本力学性质包括在试验测值内以外，其余六个因素可概括成三个法则，即：

① 爬坡角效应法则；

② 尺寸效应法则；

③ 各向异性法则。

而这三个法则是客观存在的，许多岩体力学工作者分别进行过研究。著者归纳为三个法则提出来，是事物发展的必然，这样使岩体结构力学效应研究更有条理些。下面我们分别来讨论这三个法则。

1. 第一法则——爬坡角效应法则

爬坡角效应法则系由三个部分组成的，即①爬坡角力学效应；②啃断条件；③计算结

构面力学性质改正方法。这一法则主要适用于块裂介质岩体的力学分析中结构面力学性质分析。根据结构面形态力学效应的讨论,我们知道:

① 爬坡角力学效应的基本法则为

$$\phi_a = \phi_j + \alpha \tag{2.3.53}$$

$$C_a = C_j[\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha \operatorname{tg}\phi_j)(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)]^{-1} \tag{2.3.54}$$

② 啃断条件为 σ_m

$$\sigma_m = \frac{C_b - \dfrac{C_j}{\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha \operatorname{tg}\phi_j)(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)}}{\operatorname{tg}(\phi_j + \alpha) - \operatorname{tg}\phi_b} \tag{2.3.58}$$

③ 利用上述两个条件,则可对具有 α 爬坡角的结构面试验结果进行爬坡角改正,求取平直结构面基本强度参数。

$$\phi_j = \phi_a - \alpha \tag{2.3.90}$$

$$C_j = C_a[\sin\alpha(\cos\alpha - \sin\alpha \operatorname{tg}\phi_j)(\operatorname{ctg}\alpha + \operatorname{ctg}\beta)] \tag{2.3.91}$$

反过来,当已知结构面基本强度参数 ϕ_j, C_j 及工程结构面的起伏度、爬坡角 α 与下爬角 β 时,当经过检查 $\sigma_n < \sigma_m$ 时,则可利用公式 (2.3.53) 及公式 (2.3.54) 计算具有爬坡角的 ϕ_a, C_a。利用公式 (2.3.54) 及 (2.3.55) 进行爬坡角改正时,只有对干净结构面及结构面上只有泥膜充填时,具有爬坡角为单一 α 值时,才有效。当结构面充填物具有一定厚度和爬坡角为变值时,上述方法是不符合实际的。在这种情况下,著者建议用同步位移法或称为位移控制法分析起伏结构面强度。

同步位移法有一个假定,即在结构面滑动过程中结构面上各点位移是相同的,据此,则可以利用相同位移下具有不同地质特征的分段结构面抗剪强度的加权平均值作为抗剪强度,求取总抗剪强度参数。

例:实测结构面地质特征如图 2.3.56 所示。各段的剪切位移曲线分别示于相应段的上部。求该结构面的平均 C_{ja} 及 ϕ_{ja}。

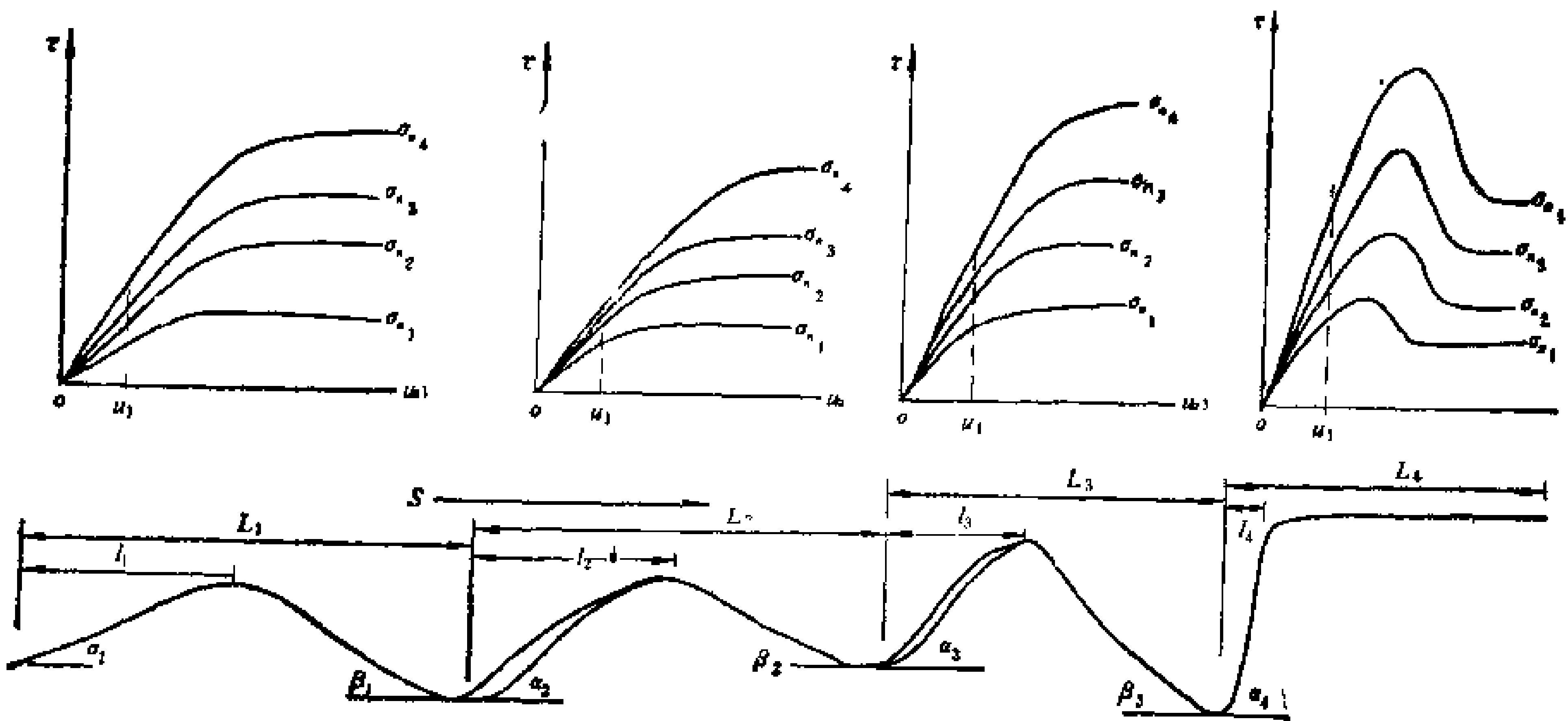


图 2.3.56 工程结构面力学性质分析计算模型

解：i）利用式（2.3.61）将各段结构面位移曲线改正为图 2.3.63 所示的剪切位移曲线。

ii）令 $u=u_1$，在各位移曲线上截取不同 σ_n 下的 τ_1，求各 σ_n 下的 τ_{1m}，

$$\tau_{1m}=\frac{\Sigma\tau_{1i}l_i}{\Sigma L_i} \tag{2.3.92}$$

iii）依次取 $u_2, u_3, u_4\cdots u_n$，求不同 σ_n 下的 τ_{im}，如此则得到

σ_{n_1}	u_1	u_2	u_3	$\cdots u_n$
	τ_{1m}	τ_{2m}	τ_{3m}	$\cdots\tau_{nm}$
σ_n	u_1	u_2	u_3	$\cdots u_n$
	τ_{1m}	τ_{2m}	τ_{3m}	$\cdots\tau_{nm}$
σ_n	u_1	u_2	u_3	$\cdots u_n$
	τ_{1m}	τ_{2m}	τ_{3m}	$\cdots\tau_{nm}$
σ_n	u_1	u_2	u_3	$\cdots u_n$
	τ_{1m}	τ_{2m}	τ_{3m}	$\cdots\tau_{nm}$

iv）利用上列资料做结构面平均剪应力-位移，τ_m-u 曲线，示于图 2.3.57。

v）利用图 2.3.57 资料做岩体抗剪强度曲线示于图 2.3.58。根据图 2.3.58，求得结构面平均抗剪强度值 C_{jam}，ϕ_{jam}。此 C_{jam}，ϕ_{jam} 即为所求。

另外，这个问题亦可采用结构面地质模型试验的方法求取工程结构力学性质资料。

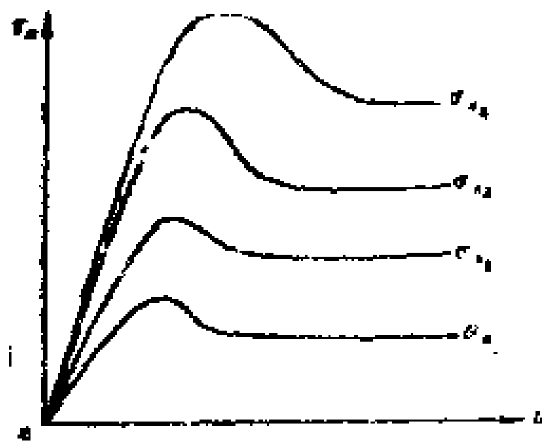


图 2.3.57 工程岩体结构面平均剪应力-位移曲线

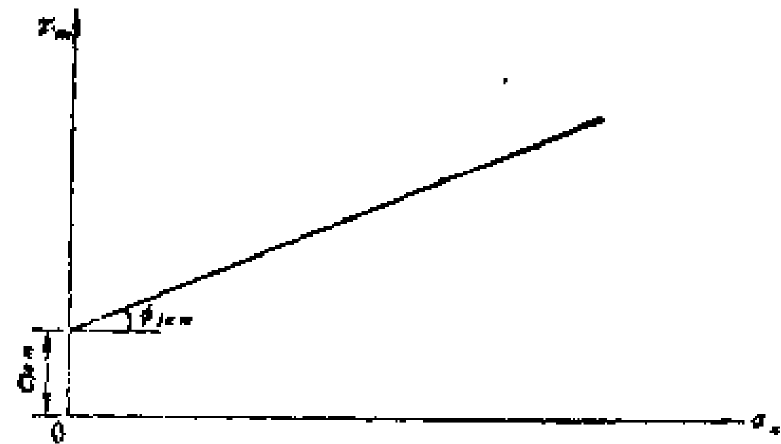


图 2.3.58 工程结构面平均抗剪强度曲线

2. 第二法则——尺寸效应法则

（1）尺寸效应一般规律　大量试验资料表明，岩体力学性质随着试件尺寸增大而减小。不过其减小规律并不相同。有的衰减大，有的衰减小。一般的认识是，与岩体结构特征或破碎程度有关。实际上，影响因素是比较多的。一般来说，与结构面密度、贯通性、延展性、组数及产状，以及结构面蚀化程度及结构体特征等有关。如图 2.3.59 所示，当试件尺寸为小试件 a 时，试件内没有显著裂隙；当试件为试件 b 时，试件内或多或少会包含有显结构面；如果将试件尺寸再放大，大到试件 c 或 d 时，试件内明显地含有不同产

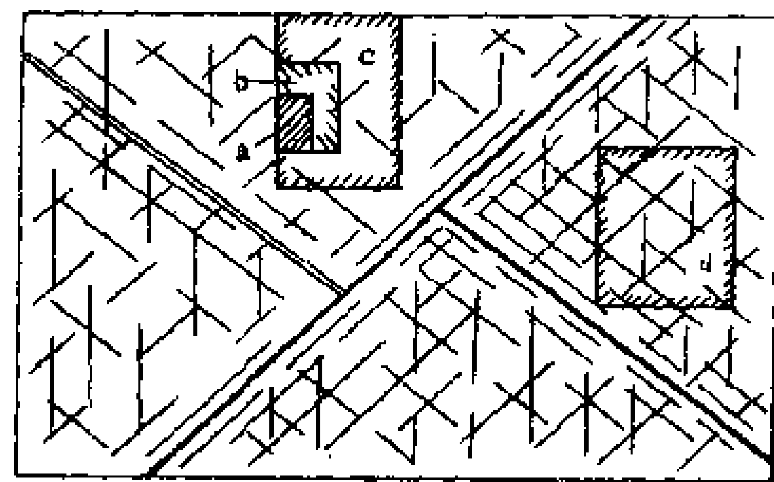


图 2.3.59 岩体力学性质与岩体结构及试块尺寸关系

状的结构面；如将试件放大到图 2.3.59 所示的最大尺寸时，试件内含有的结构面不仅数量不等，产状不同，且结构面充填状况也不同。所有这些都不同程度地影响着岩块力学性质。岩体力学性质的尺寸效应的机理尚不明确，给不出理论解，而其统计规律是十分明显的。如图 2.3.48 所示，其衰减规律，根据经验统计结果，为

$$\sigma_c = \sigma_m + \frac{A}{V^a} \tag{2.3.68}$$

最引人注意的是式 (2.3.68) 中 σ_m，σ_m 为试件的最小强度。大体上来说，试件的最低强度 σ_m 值与岩体内结构面发育状况有关。 表 2.3.8 为著者搜集到的 σ_m 值与岩体内节理密度关系资料。该资料表明，衰减后的岩体强度 σ_m 明显地与岩体内节理发育密度有关。如无显节理的完整岩体，则 $\frac{\sigma_m}{\sigma_c} = 0.7$，林伟平、罗淦堂[1]在宜昌做的白垩系砂岩的 $\sigma_m/\sigma_c \doteq 32/100 = 0.32$。据著者考察，该砂岩中节理密度约为 3 条/m 或间距为 30cm 左右。著者与郭志在河南林县做的崮原组灰岩原位三轴试验资料得 $\sigma_m/\sigma_{co} = 140/1,300 = 0.11$，该试件中节理间距为 5cm。孙广忠、周瑞光等 (1980) 在浙江富阳地区做的板岩抗压试验得 $\sigma_m/\sigma_{co} = 23/260 = 0.088$，该岩体内结构面间距为 2—3cm。对表 2.3.8 资料用直角坐标整理

表 2.3.8 不同节理密度岩体的单轴抗压强度与试块强度关系

岩石类型	正长岩	砂 岩	薄层灰岩	板 岩	粘土岩
节理密度(条/m)	0	3	20	40	3
试件单轴压σ_c(MPa)		10	130	26	1.96
岩体抗压强度 σ_m(MPa)		3.2	14	2.3	0.52
σ_m/σ_{co}	0.7	0.32	0.11	0.088	0.27
σ_{co}/σ_m		3	9.9	11.1	3.8
备 注	茂木	林伟平、罗淦堂	孙广忠、郭志	孙广忠、周瑞光	周瑞光

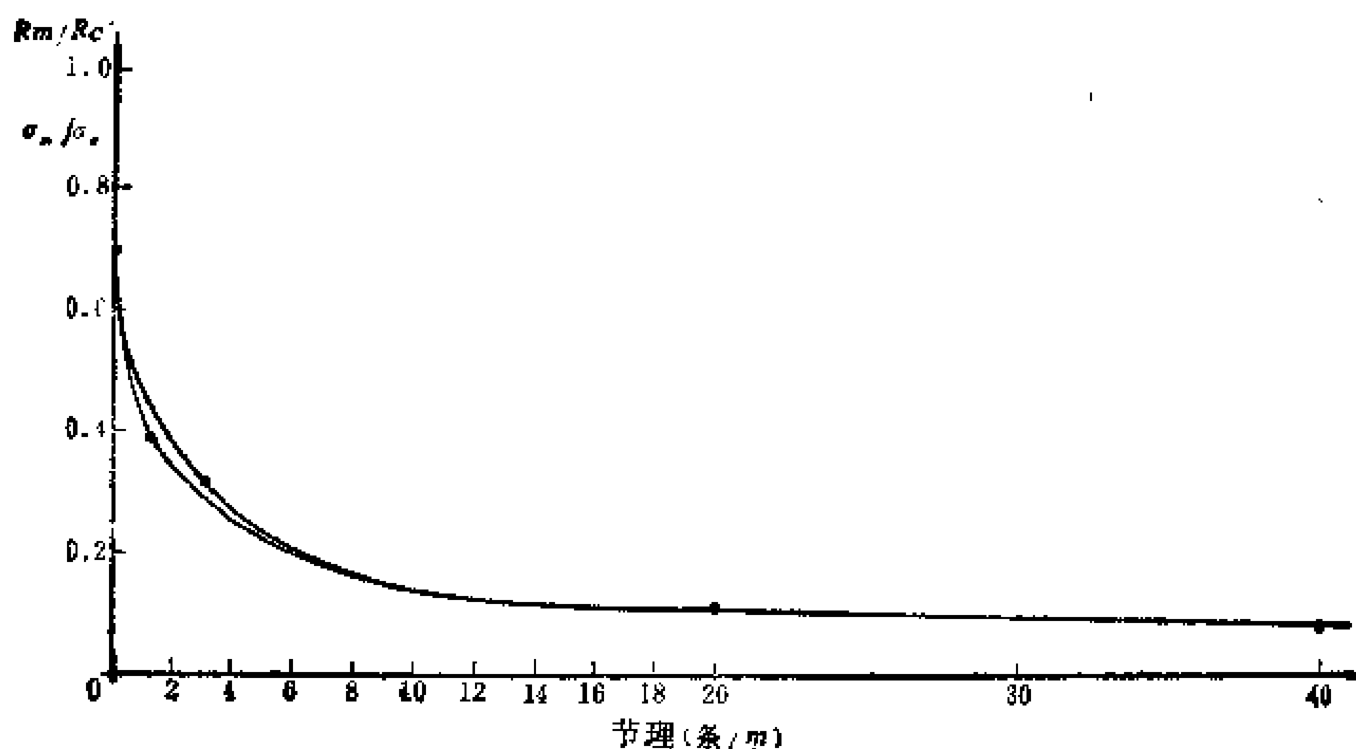


图 2.3.60 岩体单轴抗压强度与岩体内结构面密度关系

1) 林伟平、罗淦堂，应用岩体力学，长江水利电力科学研究院，1979。

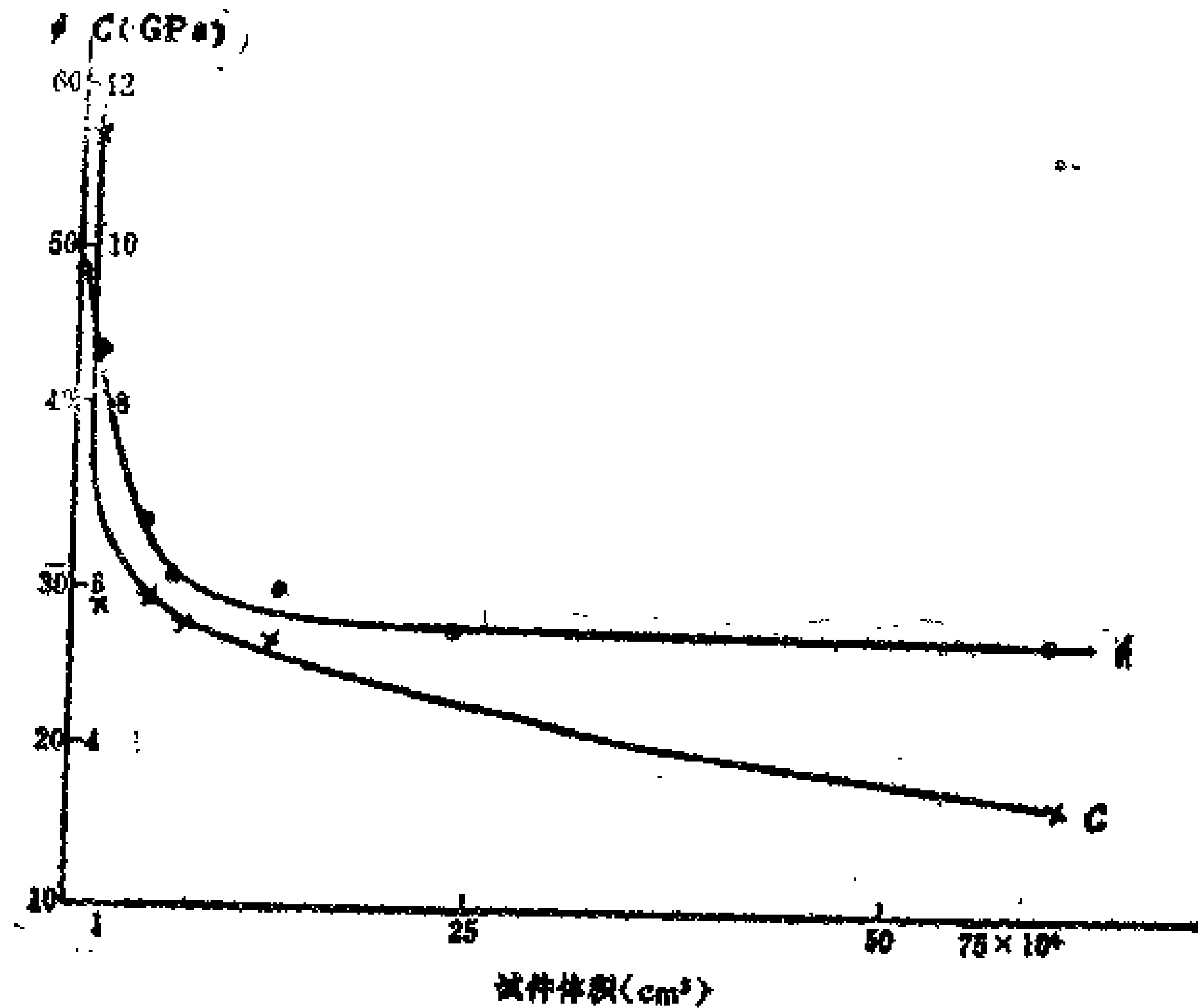


图 2.3.61 砖红色粘土岩抗剪强度与试件尺寸关系[1]

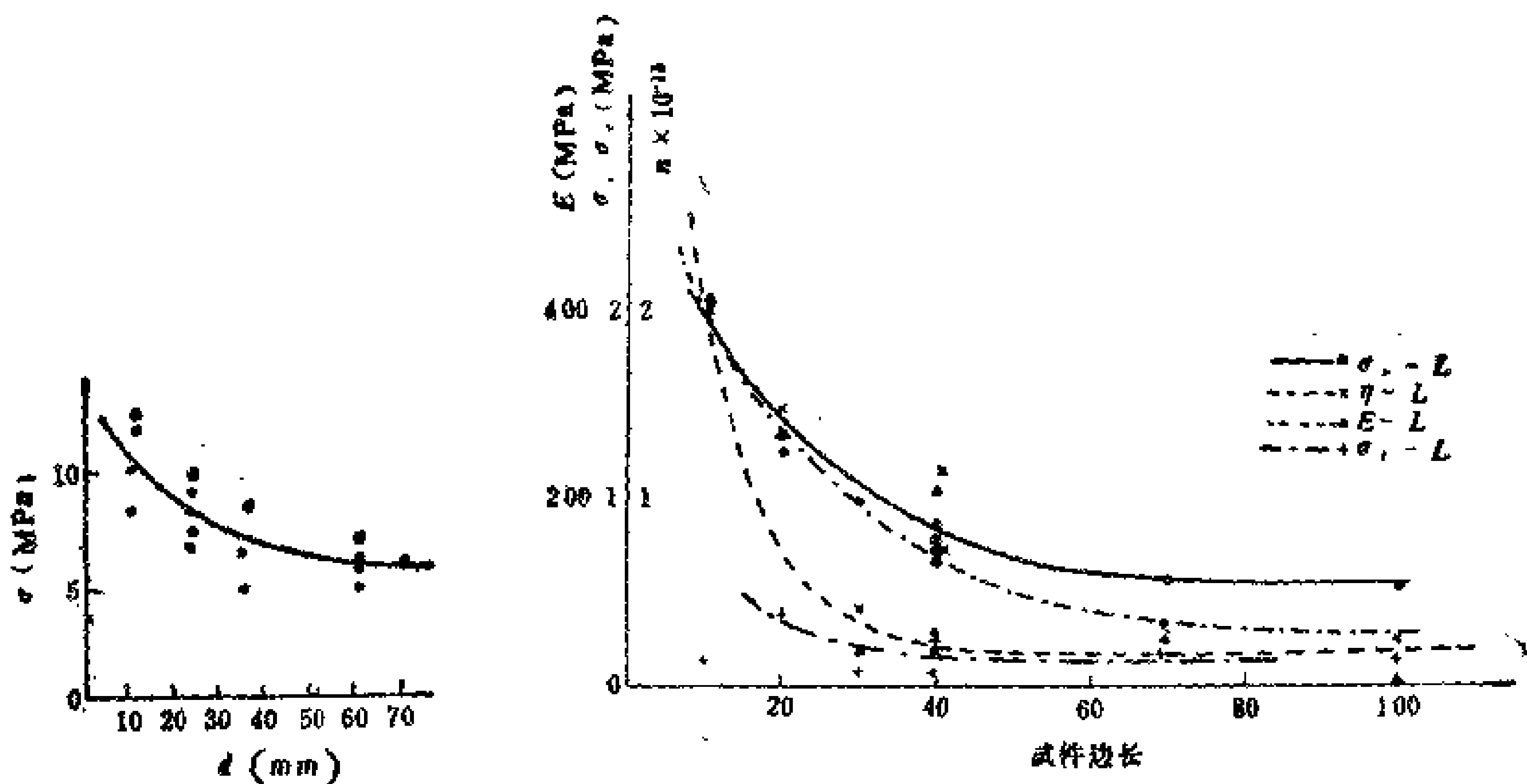


图 2.3.62 马尔基兹灰岩劈裂强度（P. Habib, G. Vouille, 1966）

图 2.3.63 砖红色粘土岩力学性质与岩体尺寸关系（孙广忠、周瑞光，1983）

得图 2.3.60 的曲线。这种关系不仅存在于抗压强度中，而且也存在于抗剪（图 2.3.61）、抗拉（图 2.3.62）、弹性模量、流变特性（图 2.3.63）及结构面抗剪特性中（图 2.3.64）。

（2）环境应力对尺寸效应的影响　上述的尺寸效应不是无条件的存在，而是与其赋存条件密切有关。P. Habib 和 G. Vouille（1966）对马尔基兹灰岩试验结果可以说明这个问题。该灰岩在一个大气压下是具有明显尺寸效应的（图 2.3.62）。而图 2.3.65 所

1）周瑞光，岩体工程地质力学问题(九)。

示的资料表明，当围压 $\sigma_2=\sigma_3=1000\text{MPa}$ 时，尺寸效应已经消失。周瑞光(1985)用石膏块砌成不同产状的石膏模型，在不同围压下试验结果亦得到了同样结论。如图 2.3.66 所示，当围压接近石膏单轴压强度时，模型强度与结构面无关。由此，我们可以得到如下一点认识，即当围压达到岩块单轴抗压强度的二分之一水平时，不再存在尺寸效应。在目前对这个问题研究还不多的情况下，我们只能假定这个认识是正确的。

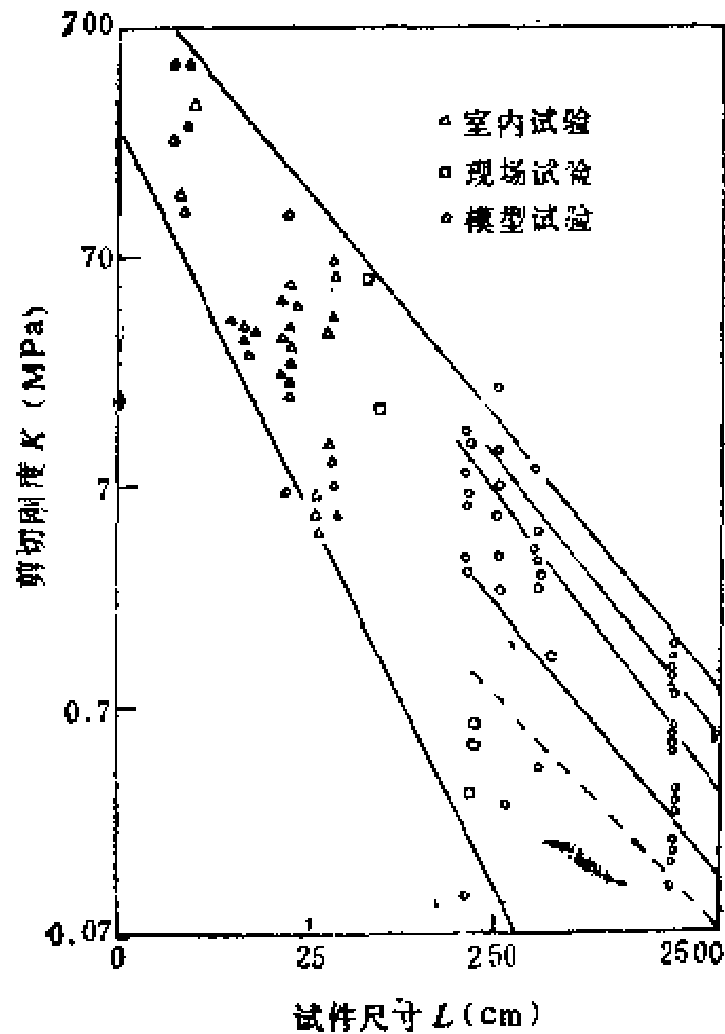


图 2.3.64　岩体剪切刚度与剪切尺寸关系
(Barton, 1972)

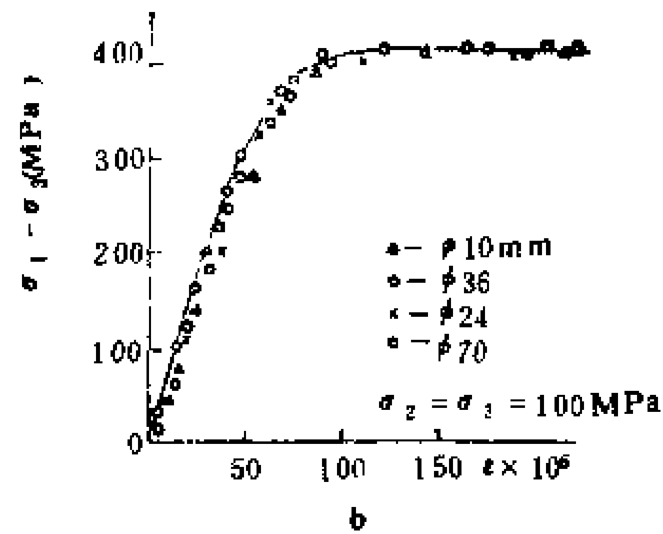


图 2.3.65　围压对不同尺寸马尔基兹灰岩力学性质的影响
(P. Habib 和 G. Vouille, 1966)

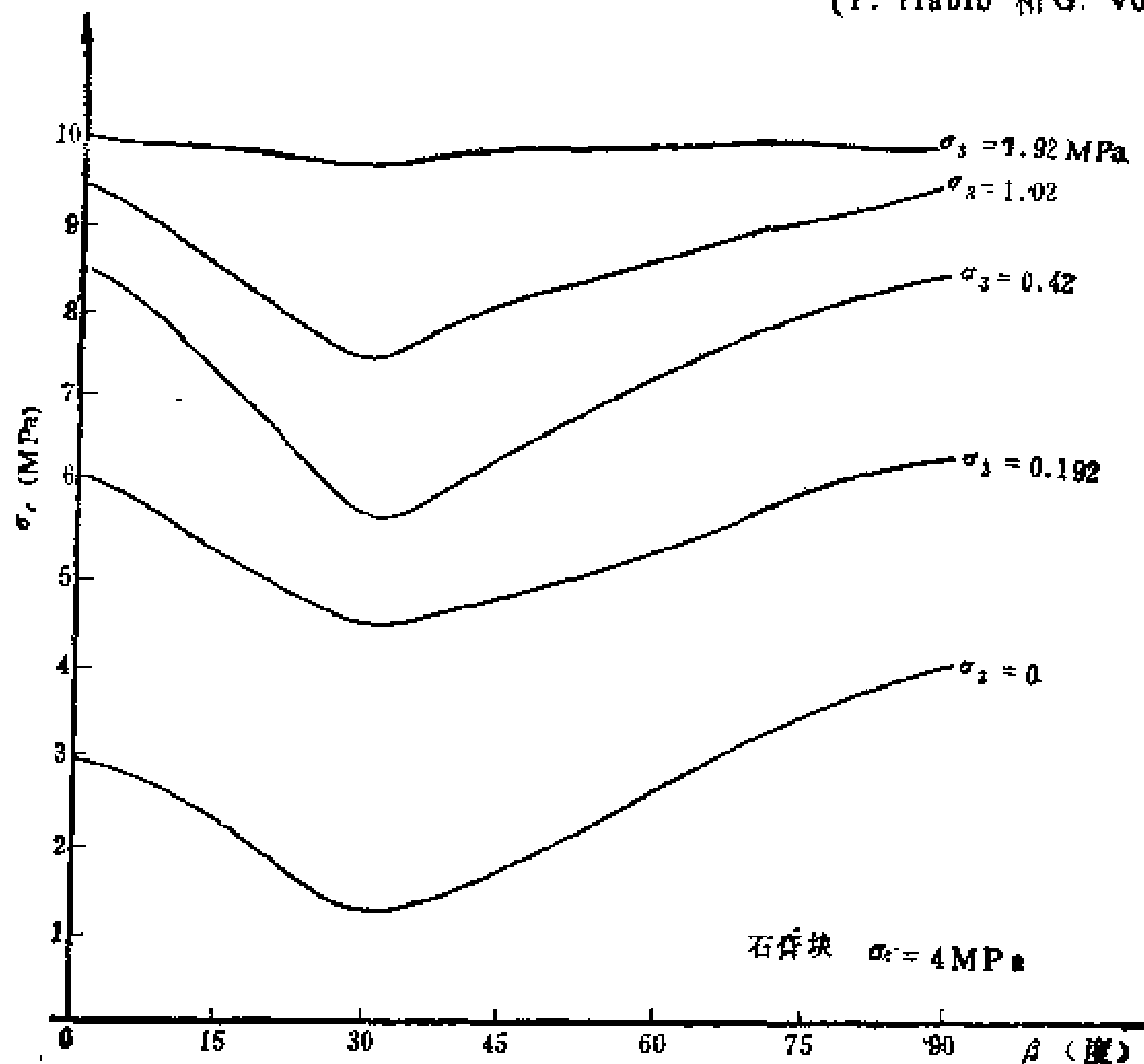


图 2.3.66　结构面产状及围压对石膏抗压强度的影响
(周瑞光, 1985)

岩块试验结果表明，岩石抗压强度随着围压增高，并不是单调地随着围压增加而增加。一般都呈曲线变化。这条曲线由一段过渡曲线联结两段直线构成。低围压阶段，即 $\sigma_3 < \frac{\sigma_{co}}{3}$ 时，极限破坏强度呈线型变化，$\sigma_3 > \frac{1}{2}\sigma_{co}$ 时亦呈线型变化，而在此二者之间呈曲线过渡。σ_{co} 为单轴抗压强度。在岩体破坏部分讨论时，著者已经指出，低围压阶段岩体大多呈脆性破裂，而高围压阶段多呈塑性变形，二者之间属于过渡型。

现在我们感兴趣的是不同碎裂程度岩体随着围压增加其极限破坏强度的变化规律。遗憾的是目前还没有关于这个问题的系统研究资料。根据一些零星片断资料可以做出初步判断。图 2.3.67 是著者作出的判断。这份构造图表明，对同一种岩石组成的岩体来说，a，b 间联线的斜率是不同破碎程度岩体 σ_1 与 σ_3 相关曲线斜率的最低值。据此，可以利用 a，b 间联线给出 $\chi \to \infty$ 时的极限抗压强度与围压关系的曲线斜率极限值。岩块极限抗压强度与围压关系曲线作为完整岩体特征曲线。根据这两条极限曲线进行分割，可以做出不同围压下不同碎裂程度岩体极限抗压强度与围压关系曲线示于图 2.3.68。这张图是岩体抗压强度与其碎裂程度及围压状况的综合图，亦即岩体极限抗压强度的尺寸效应图。目前还没有这方面的实验资料，彭光忠等（1985）利用平板模型试验得到了趋势相同的曲

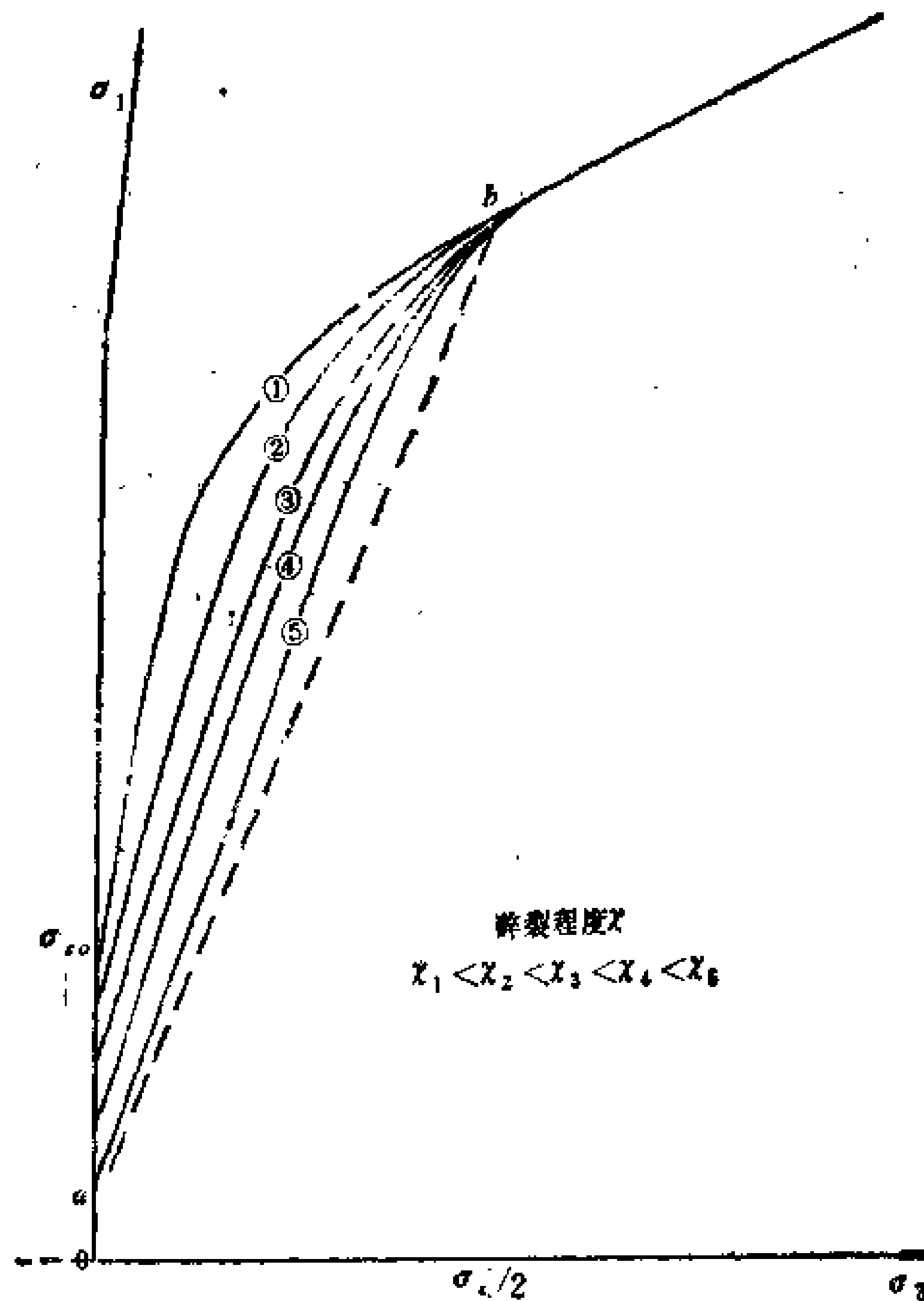


图 2.3.67　不同破碎程度岩体抗压强度与围压 σ_3 关系判断图

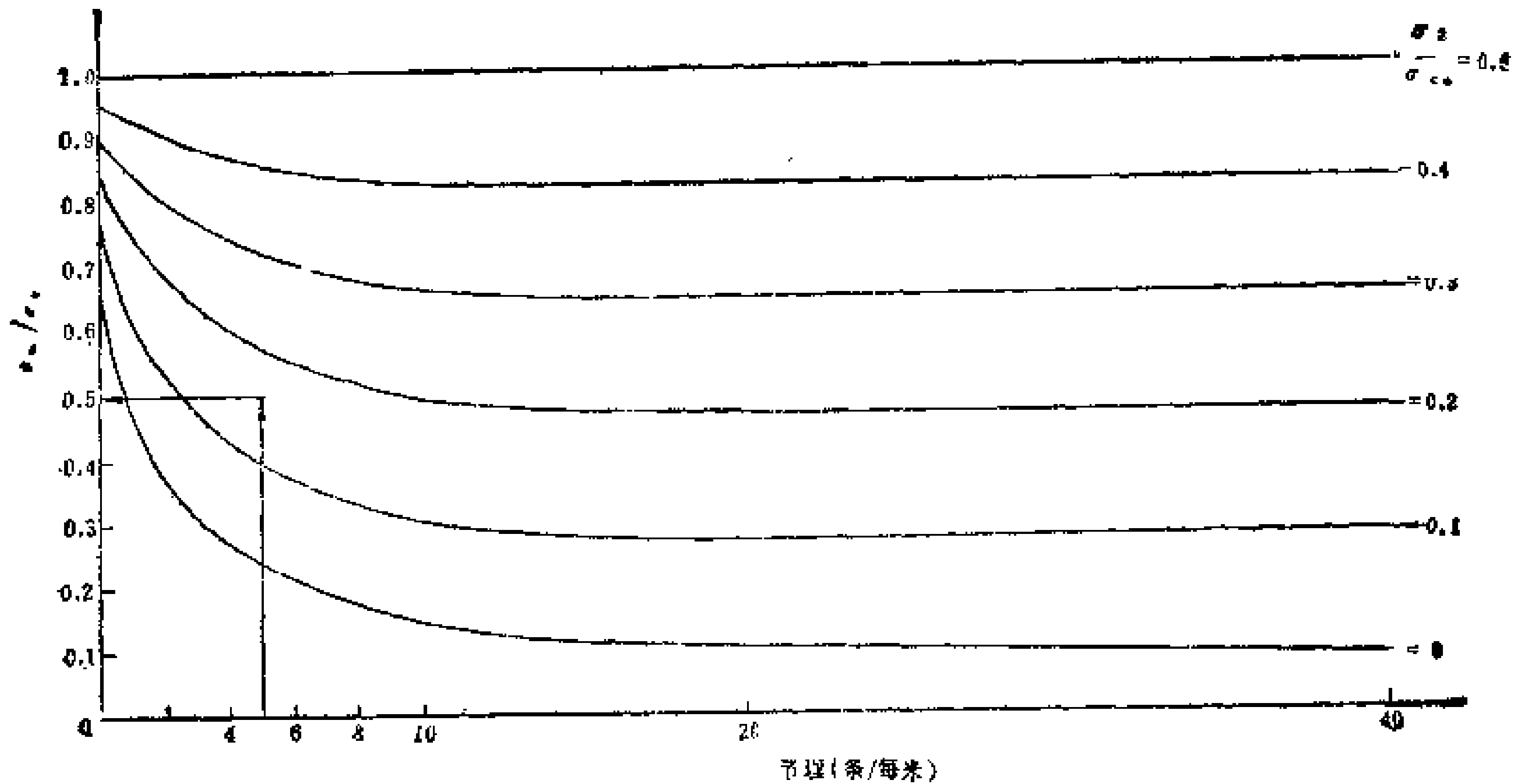


图 2.3.68　不同碎裂程度岩体在不同围压下极限抗压强度的尺寸效应归一化图（1984）

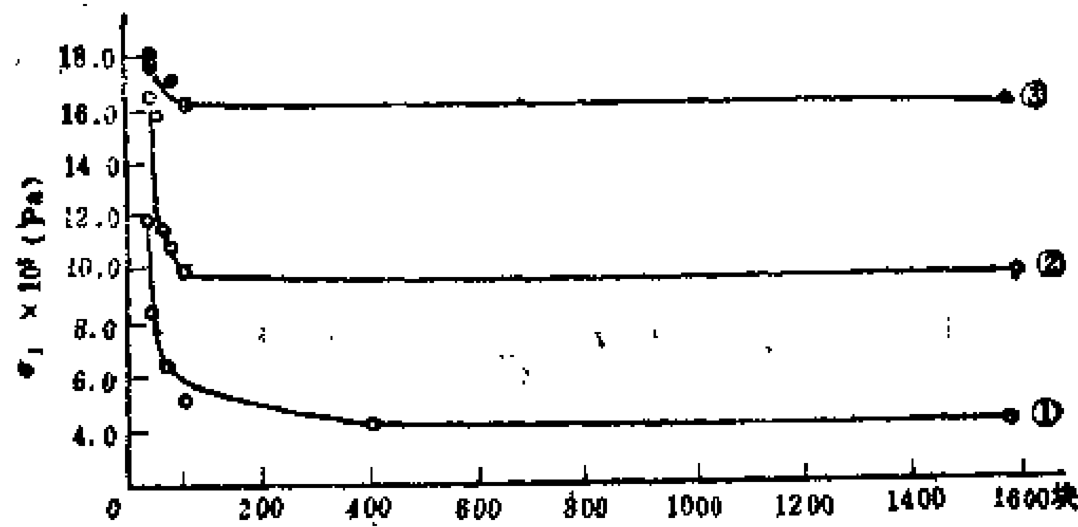


图 2.3.69　不同围压下平板试件极限破坏强度与单元岩块含量关系

（彭光忠等，1985）

1　$\sigma_3 = 0$；　2. $\sigma_3 = \frac{1}{6}\sigma_c$；　3. $\sigma_3 = \frac{1}{3}\sigma_c$

线(图 2.3.69)。应当注意，这张图是用归一化处理方法制成的。因此，它适用于所有的岩体。

例 1：某坝址岩体由正长岩组成，节理不甚发育，节理间距为 1.5m。地应力测量结果得知坝址区地应力一般为 30MPa，而坝基砌置深度处地应力为 15MPa。岩芯室内试验结果示于图 2.3.11。求坝基岩体极限抗压强度。

解：岩体碎裂系数 $x = 0.6$，环境地应力为 15MPa，由图 2.3.11 查得正长岩单轴极限抗压强度为 $\sigma_{co} = 150$MPa，则 $\sigma_3/\sigma_{co} = 0.1$。由图 2.3.68 查得 $\sigma_m/\sigma_{co} = 0.65$。$\sigma_3 = 15$MPa 条件下的抗压强度，由图 2.3.11 查得 $\sigma_c = 330$MPa，故坝基承载力为 $\sigma_m = 214.5$MPa。

例 2：某圆形地下洞室由粘土岩组成。粘土岩中节理较发育，节理间距为 20cm。实测得地应力为 6MPa。室内原湿度岩块三轴试验得岩块极限抗压强度为

$$\sigma_c = 6\sigma_3 + 20\text{MPa}$$

要求①检验洞壁岩体稳定性。

② 如果用预应力锚索加固岩体，保持洞壁岩体稳定性，试求锚固应力 σ_3 值。

解：① 洞壁切向应力 $\sigma_\theta = 2p_0 = 12\text{MPa}$，$\sigma_3 = \sigma_r = 0$。$x = 5$。由尺寸效应图查得 $\sigma_m/\sigma_c = 0.24$，$\sigma_c = \sigma_{co} = 20\text{MPa}$，故 $\sigma_m = 0.24\sigma_{co} = 4.8\text{MPa}$。$\sigma_m < \sigma_\theta$，不稳定。

② 锚应力分析。$\sigma_\theta = 2p_0 = 12\text{MPa}$，即要求岩体抗压强度 $\sigma_m > 12\text{MPa}$。用试解法试算。

设 $\sigma_3 = 2\text{MPa}$，则 $\sigma_3/\sigma_{co} = 0.1$，由图 2.3.68 查得 $\sigma_m/\sigma_c = 0.38$。由破坏判据求得：

$$\sigma_c = 6\times 2 + 20 = 32(\text{MPa})$$

$$\sigma_m = 0.38\times 32 = 12.16(\text{MPa})$$

试算结果表明，锚固或支护应力 p 必须大于 2MPa。

3. 第三法则——各向异性法则

在结构面产状力学效应一节的讨论中我们可以看出，结构面产状力学效应主要导致岩体具有各向异性。从试验上已经获得了大量这方面的试验资料。而早在 30 年代苏联学者库兹涅佐夫就指出了用岩块抗剪强度及结构面抗剪强度资料，通过莫尔圆图解法研究岩体强度的方向性问题。近年来孙广忠、洪赓武、高维华等[1]对这个问题又进一步进行了研究。洪赓武、高维华[2]对这一问题的数值解进行过很好的讨论，著者在图解法基础上，提出了碎裂工程岩体强度分析法(孙广忠，1978a)，为这一理论的应用开辟了渠道。下面简要讨论一下这个问题。

由于结构面产状的影响而形成的岩体的各向异性表现在许多方面。如抗压、抗拉、变形及抗剪等。下面我们仅以对抗压强度影响为例做概略论述。

当岩体内只存在一组结构面时，且其抗剪强度都服从线型库仑法则，令：

岩块抗剪强度为 $\tau_b = \sigma_n \text{tg}\phi_b + C_b$

结构面抗剪强度为 $\tau_j = \sigma_n \text{tg}\phi_j + C_j$

当围压 σ_3 一定时，则其破坏条件可用图 2.3.70 表示。图中：$\sigma_{1\min}$ 为沿结构面滑动最低强度，即

$$\sigma_{1\min} = \frac{1+\sin\phi_j}{1-\sin\phi_j}\sigma_3 + \frac{2C_j\cos\phi_j}{1-\sin\phi_j} \tag{2.3.93}$$

$\sigma_{1\min}$ 为沿结构面滑动强度最低值倾角，即

$$\sigma_{1\min} = 45^\circ + \frac{1}{2}\phi_j \tag{2.3.94}$$

$\sigma_{1\max}$ 为岩体以岩块破坏时破坏的最大强度，即 σ_3 一定时最高抗压强度，

$$\sigma_{1\max} = \frac{1+\sin\phi_b}{1-\sin\phi_b}\sigma_3 + \frac{2C_b\cos\phi_b}{1-\sin\phi_b} \tag{2.3.95}$$

$\sigma_{1\min}$ 产生岩块破坏时结构面最小倾角度，而

$$\sigma_{1\min} = \sin^{-1}\left\{\left[1 + \frac{(C_j\cot\phi_j + \sigma_3)(1-\sin\phi_j)}{\sigma_3\sin\phi_b + C_b\cos\phi_b}\right]\sin\phi_j\right\} \tag{2.3.96}$$

---

1)，2) 参见第一届、第二届全国工程地质大会文献资料，1984。

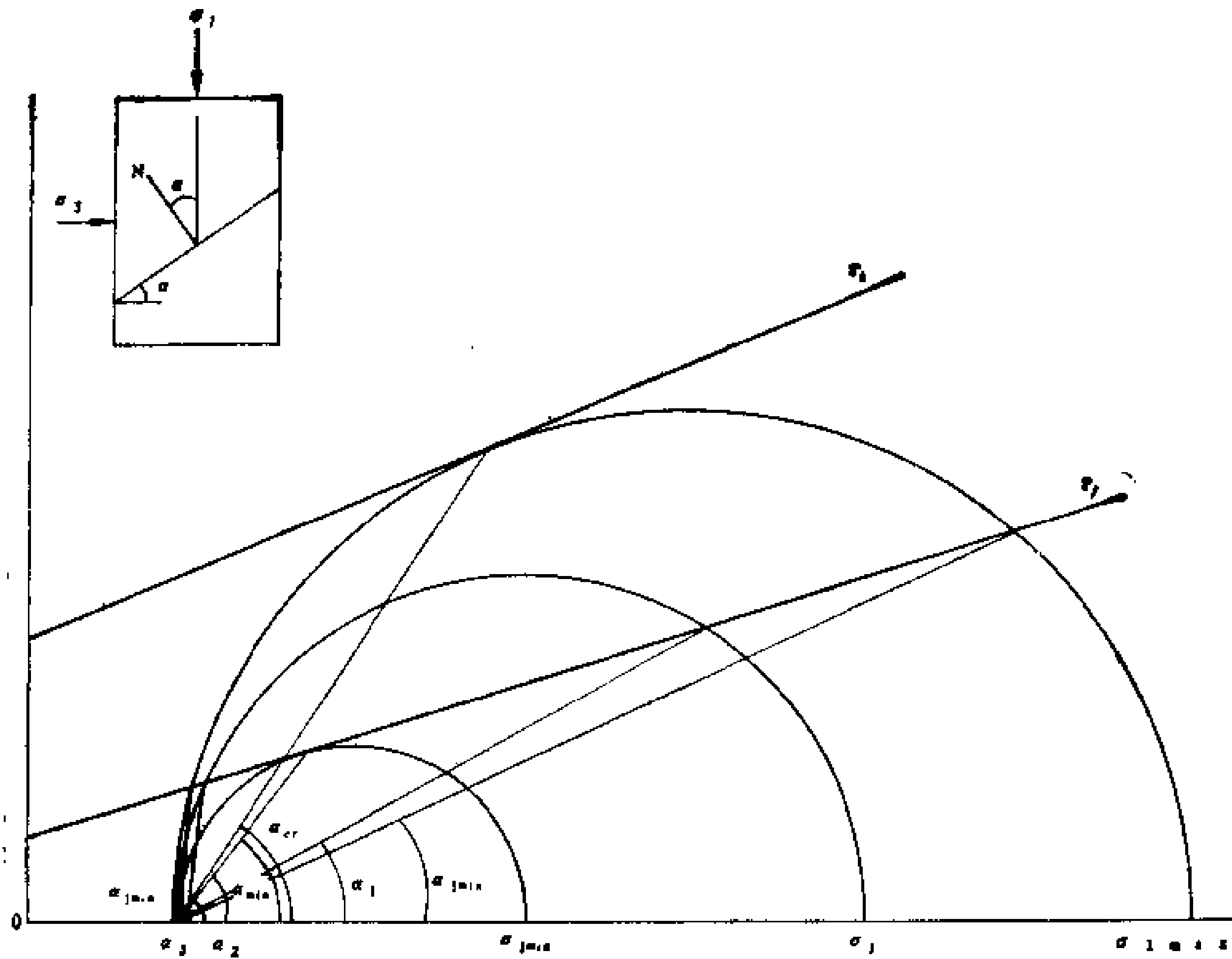


图 2.3.70 节理岩体极限破坏条件莫尔圆图

σ_{1max} 岩体内岩块出现破坏是结构面最大倾角。

$$\sigma_{1max} = 90° + \phi - \sigma_{1min} \tag{2.3.97}$$

σ_{cr} 岩块内产生破坏时破裂面倾角

$$\sigma_{cr} = 45° + \frac{\phi_b}{2} \tag{2.3.98}$$

σ_1 为介于岩体内沿结构面破坏的最低强度 σ_{1min} 与到岩块产生破坏 σ_{1max} 之间的任一破坏状况时的压应力：

$$\sigma_1 = \frac{2C_j\cos\phi_j + 2\sigma_3\sin\phi_j}{\sin(2\alpha - \phi_j) - \sin\phi_j} + \sigma_3 \tag{2.3.99}$$

利用式(2.3.93)—(2.3.99)可以绘制出如图2.3.71所示的强度模量图。当结构面产状特别是有效作用倾角已知时，可以利用强度模量图求得岩体抗压强度。

强度模量图亦可用图解法绘制。

根据库兹涅佐夫的提议，结构面产状造成的岩体强度各向异性力学效应可以简单地用图2.3.72所示的图解法解释。图2.3.72b为岩体结构单元强度特征。图2.3.72b中1为岩体的结构体强度；2为结构面强度。图中与结构体强度线相切的最大莫尔圆与结构面交成 φ_0 及 φ_0' 角，它控制了沿结构面破坏的理论极限条件。

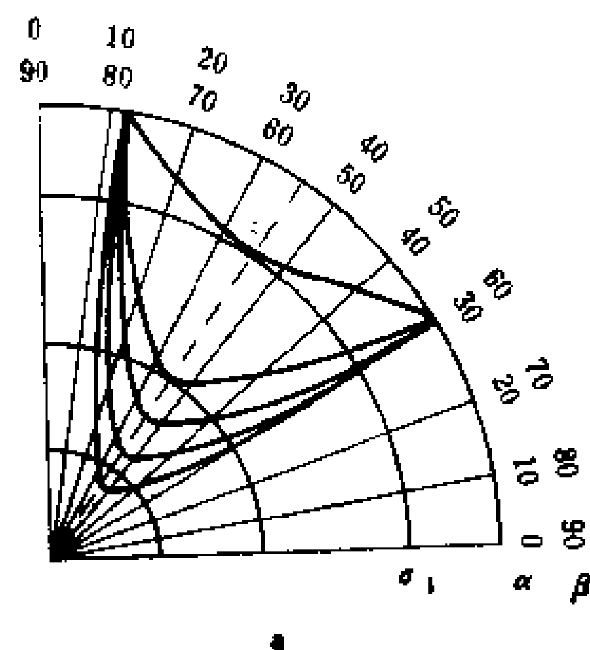


图 2.3.71 结构面控制岩体极限破坏强度模量图

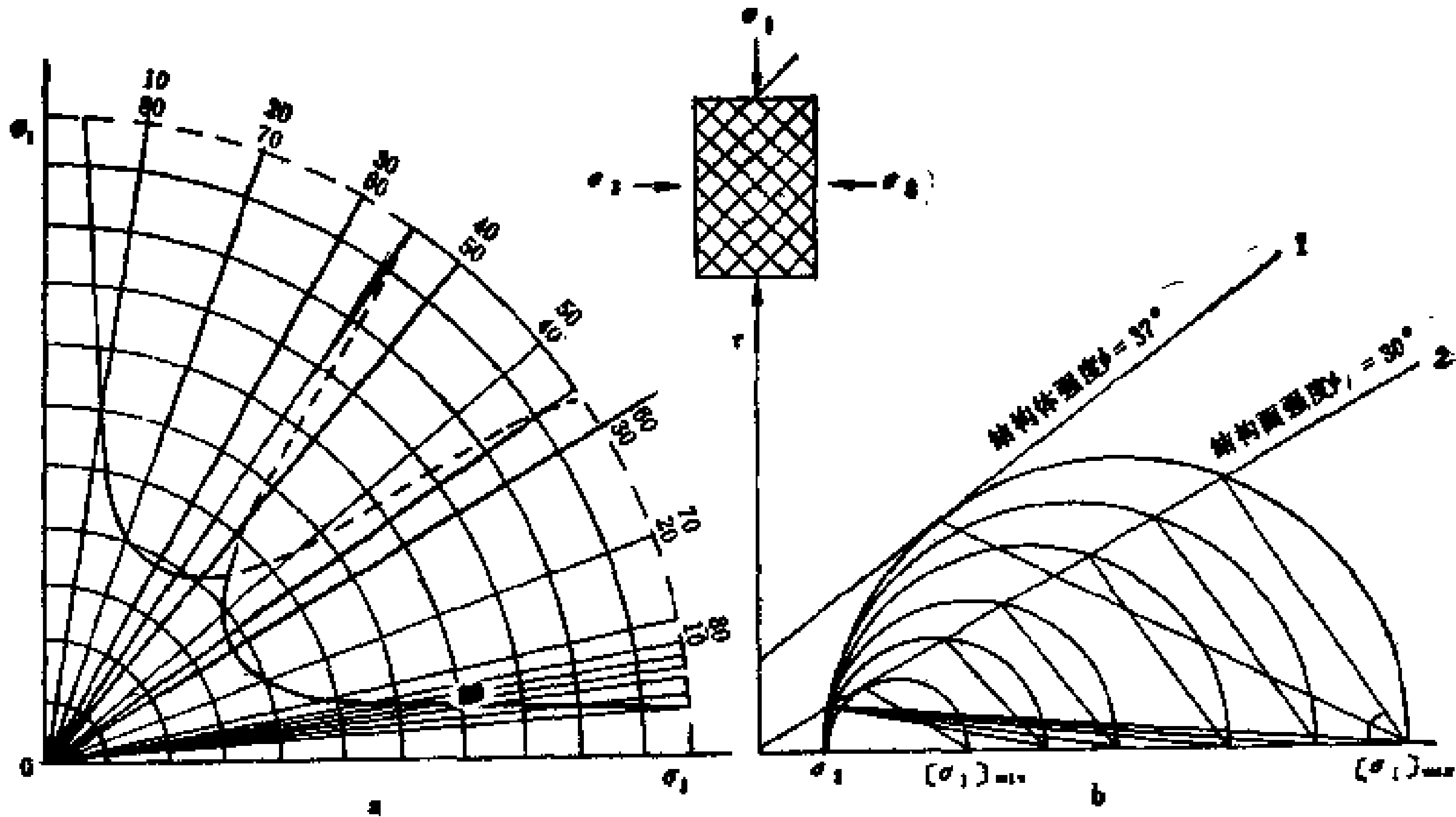


图 2.3.72 结构面产状力学效应的图解解释

当 $\alpha<\alpha_0$ 或 $>\alpha_0$ 时，结构面将不起作用，而岩体强度受结构体强度控制，在这种情况下，岩体出现最大值。图中与结构面强度线相切的莫尔圆规定了在结构面影响下岩体强度的最低值。整个岩体强度系介于最高和最低强度之间。当有两组结构面存在时，其强度不是两组结构面力学效应之和，而是受强度最低的一组控制。这种效应用图 2.3.72a 可清楚地加以解释。

岩体内存在多组结构面时，如图 2.3.73 所示岩体抗压强度各向异性显著降低，而接近均匀化，且其强度接近于破坏后岩体残余强度。这个规律可以用库兹涅佐夫的强度模量图做出理论分析。

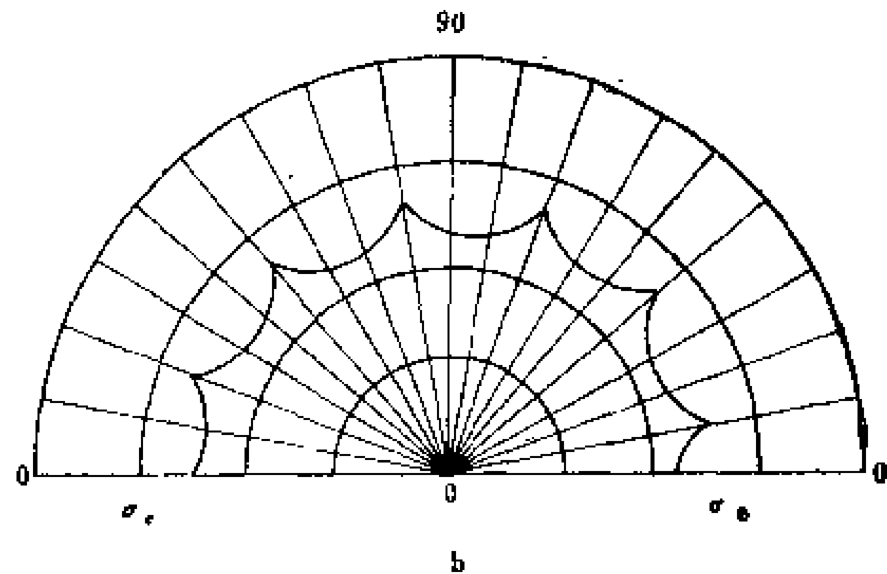


图 2.3.73 多组结构面切割的岩体破坏强度图

不论现场还是室内取样进行岩体力学试验求得的岩体力学性质，由于试件已与岩体分离，四周具有相等的自由度，它所求得的岩体力学性质只具有一般的特征性。对碎裂岩体来说，它不能直接用于岩体工程设计。因为地质工程使岩体应力状态发生了显著改变，并可使岩体某些方向的力学特性充分显露。实际上它是结构上各向异性与应力场各向异性的叠加，可在岩体力学作用分析上进行处理，也可从岩体力学性质上进行处理。

岩体结构面分布具有明显的方向性。试块试验结果往往受某一组结构面产状控制。工程布置方位对岩体内各组结构面在工程岩体变形、破坏中发挥的作用具有一定的限制作用。如试块试验中 N30E SE < 40。一组结构面控制着试件的变形和破坏，而工程岩体临空面走向为 N60W 时，则该组结构面受到限制，对工程岩体变形和破坏不起作用。显然，不考虑工程布置方位，笼统地分析工程岩体力学性质是无实际意义的，工程岩体力学

性质分析不仅要考虑岩体结构特征，而且必须考虑工程布置特点。图 2.3.74 是以洞壁岩体强度分析为例进行岩体力学性质综合分析的例子之一。

图 2.3.74a 为工程建筑地段岩体内节理统计结果。统计的节理全为硬性结构面。根据图 2.3.74 所示的强度矢量图求得的含有不同倾角节理时岩体强度模量图示于图 2.3.74b。地下洞室轴线方向为 N60W，示于图 2.3.74a。由于临空面受洞壁方位所控制，影响洞壁两侧力学作用的节理是不同的。洞壁两侧岩体强度大不相同。洞壁两侧岩体运动可以受一组节理面产状控制，而更多的是受两组结构面相交的组合交线产状控制，洞壁两侧岩体强度可以通过图 2.3.74a 赤平投影图求得各结构面倾向洞轴线方向的倾角和组合交线倾角。利用图 2.3.74b 所示的结构面产状效应强度模量图，求得其强度，投于图 2.3.74c 或 d 所示的强度矢量图。分析图 2.3.74c 和 d 的图上所示的最低强度矢量便是该工程岩体的可能最低强度。

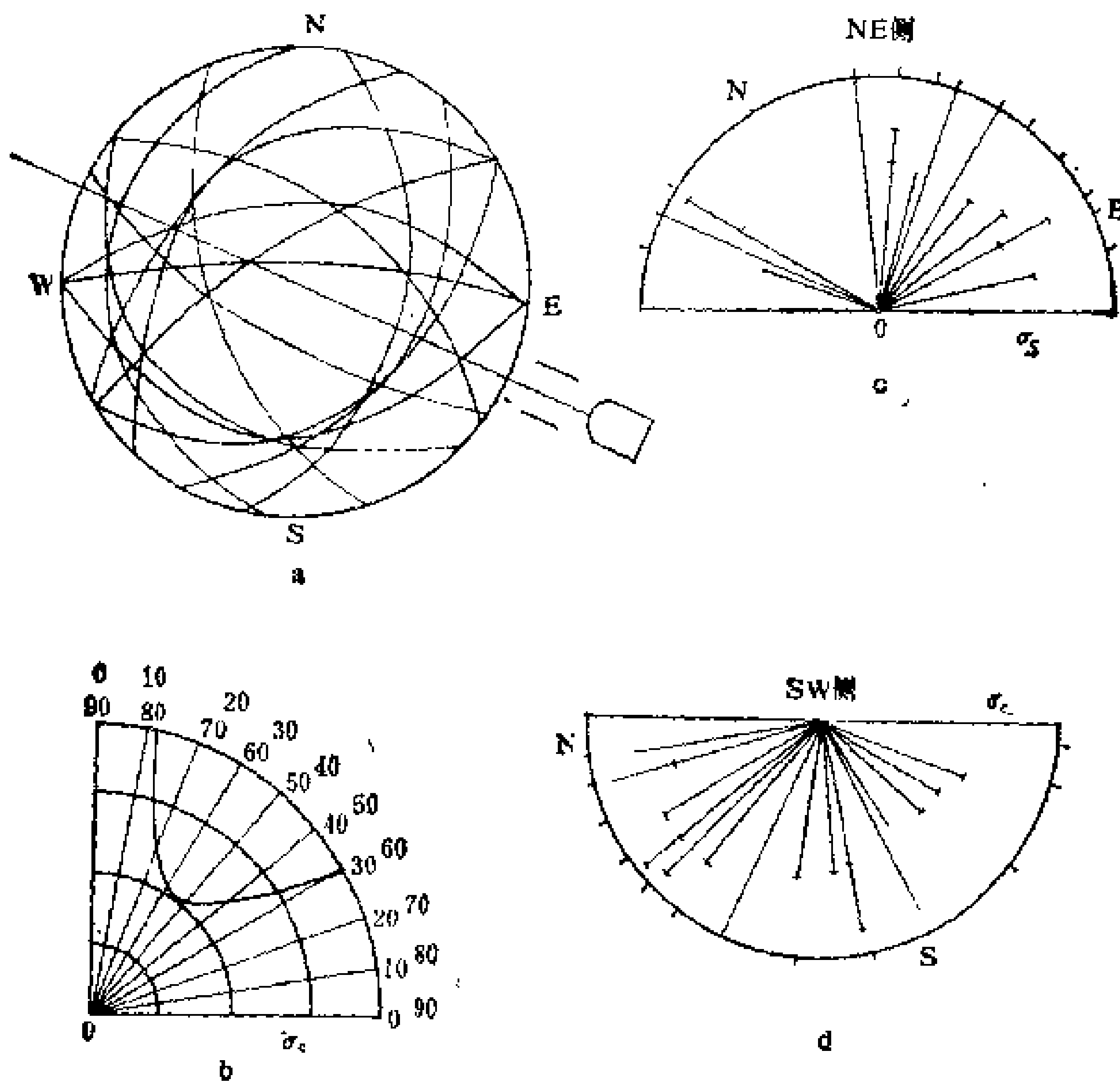


图 2.3.74 工程岩体破坏强度分析图示

（孙广忠，1985a）

上面例示所做的分析实际上是 $\sigma_3 = 0$ 条件下做的结果。当岩体具有一定围压条件时，其强度必将提高。如图 2.3.75 所示，结构面力学效应随着围压增加而不断地变化。在不同围压下的结构面产状力学效应模型实验结果表明，围压大小规定着各产状试件变形特性和破裂破坏特性，影响着结构面产状力学效应的发挥，从而使单轴压下、低围压、高围压下岩体强度特性不同。周瑞光做的实验结果如图 2.3.65 所示。各围压下的强度特性是：

1）单轴压和低围压下岩体的强度值不是唯一的，它界于某一个区间，它是结构因素

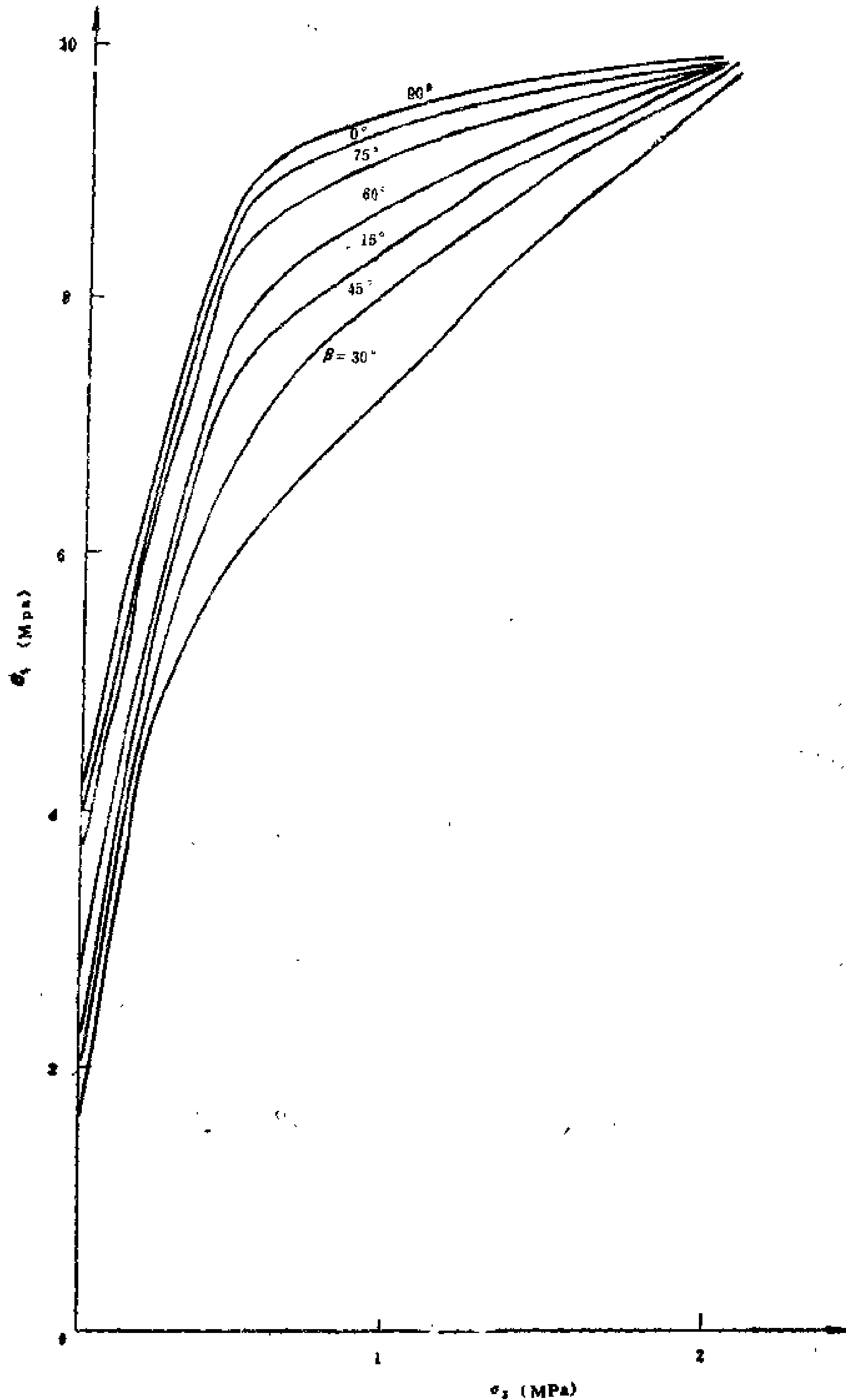


图 2.3.75　不同产状下试件破坏极限应力 σ_1 与围压 σ_3 关系

力学效应的函数。如模型实验在单轴压下，试件强度介于 12—42.5kg/cm²；围压 σ_3 为 1.92kg/cm² 时，试件强度介于 45—65kg/cm²；围压 σ_3 为 4.2kg/cm² 时。试件强度介于 57—85.7kg/cm²；围压 σ_3 为 10.2kg/cm² 时，试件强度介于 75—96kg/cm² 之间。

2）单轴压和低围压下，岩体强度存在一个最高值和一个最低值。实验表明，当 β 为 $45° - \frac{\phi_j}{2}$ 时，岩体强度最低。β 为 90° 时岩体强度最高。

3）单轴压状态下，岩体强度在产状方面的力学效应最明显。在低围压下，随着围压增加，岩体强度在产状方面的力学效应逐渐减弱。

4）高围压下，无论结构面为何种产状，岩体强度值是唯一的。岩体强度在产状方面的力学效应消失。

5）图 2.3.75 为不同产状在不同围压下 σ_1 的变化图。由该图可知，在 σ_3 大于 $4kg/cm^2$ 后，σ_1 随着围压增加而增加，但这种增加是递减的，而且可以看出：α 为90°，0°；β 为 0°，90°，试件的 σ_1 随 σ_3 增加而最缓慢增加；β 为 30°，α 为 60°，试件的 σ_1 随 σ_3 增加而增长最快。按 σ_1 随 σ_3 增加而增加，由大到小的次序是 α 为 60°，45°，75°，30°，15°，90°，0°；相应的 β 为 30°，45°，15°，60°，75°，0°，90°。所以当 α 为 60°，45°；β 为 30°，45° 时，增加围压可以大大提高岩体强度。

实验资料表明，岩体各向异性并不是一成不变的，而是随着环境应力增加而逐渐减小。当围压达到单轴压强度的 $\frac{1}{2}$ 左右时，各向异性消失。这种现象也可以由莫尔圆图解法得到解释。

例：某地粘土岩三轴试验结果求得抗剪强度包络线示于图 2.3.76 中 τ_b，而结构面抗剪强度试验结果示于图 2.3.76 中 τ_j。岩体内仅发育有一组结构面时，求不同产状不同围压条件下试块抗剪强度。

解：图 2.3.76 所示的不论岩块还是结构面抗剪强度曲线都不是单值线型关系，而是曲线关系。故不能用公式计算，可用莫尔圆图解法求解。现在以 $\sigma_3 = 0.5MPa$ 为例说明图解方法。

① 通过 $\sigma_3 = 0.5MPa$ 点做 τ_j 曲线，得 $\alpha = 70°$，$\sigma_1 = 4.0MPa$；

② 通过 $\sigma_3 = 0.5MPa$ 点及 τ_b，τ_j 曲线点任一点作圆 2，得 $\alpha_1 = 53°$，$\alpha_2 = 79°$，$\sigma_1 = 5.5MPa$ 及圆 3 得 $\alpha_1 = 44°$，$\alpha_2 = 83°$，$\sigma_1 = 7.5MPa$；

③ 通过 $\sigma_3 = 0.5MPa$，过 τ_b 曲线作圆得 $\alpha_1 = 41°$，$\alpha_2 = 81°$，$\sigma_1 = 8.6MPa$。

同理可求得 $\sigma_3 = 0$，$\sigma_3 = 1.0MPa$，$\sigma_3 = 1.5MPa$，$\sigma_3 = 2.0MPa$ 有关的 α 及 σ_1。将所求得的资料做 $\sigma_1 = f(\sigma_3)$ 相关曲线及强度模量图，示于图 2.3.76。由图可求得不同结构面倾角及不同围压下抗压强度值。如果岩体内结构面产状已知，围压条件一定时，由 $\sigma_1 \sim \sigma_3$ 相关曲线或强度模量图求得抗压强度。

上面求得的碎裂岩体极限破坏强度，实际上是岩体特征抗压强度，可以作为岩体质量评价用，而不能作为岩体工程设计时岩体力学分析用。岩体工程有一定的空间布局和尺寸特征。因此，在取得岩体工程设计用的岩体力学参数时还必须考虑工程空间布局和尺寸效应。为了说明这个问题，下面我们来研究一个例题。

例：某隧道通过发育有如图 2.3.77a 所示多组结构面的碎裂岩体。节理间距为 10 条/m。隧道轴线方向为 NW75°，直径为 5m，岩块及结构面强度特征示于图 2.3.76。地应力 $p_0 = 2MPa$，支护力为 1MPa。试分析洞体稳定性。

解：① 根据图 2.3.76 得 $\sigma_3 = 1MP$，岩体强度模量图 2.3.77b；

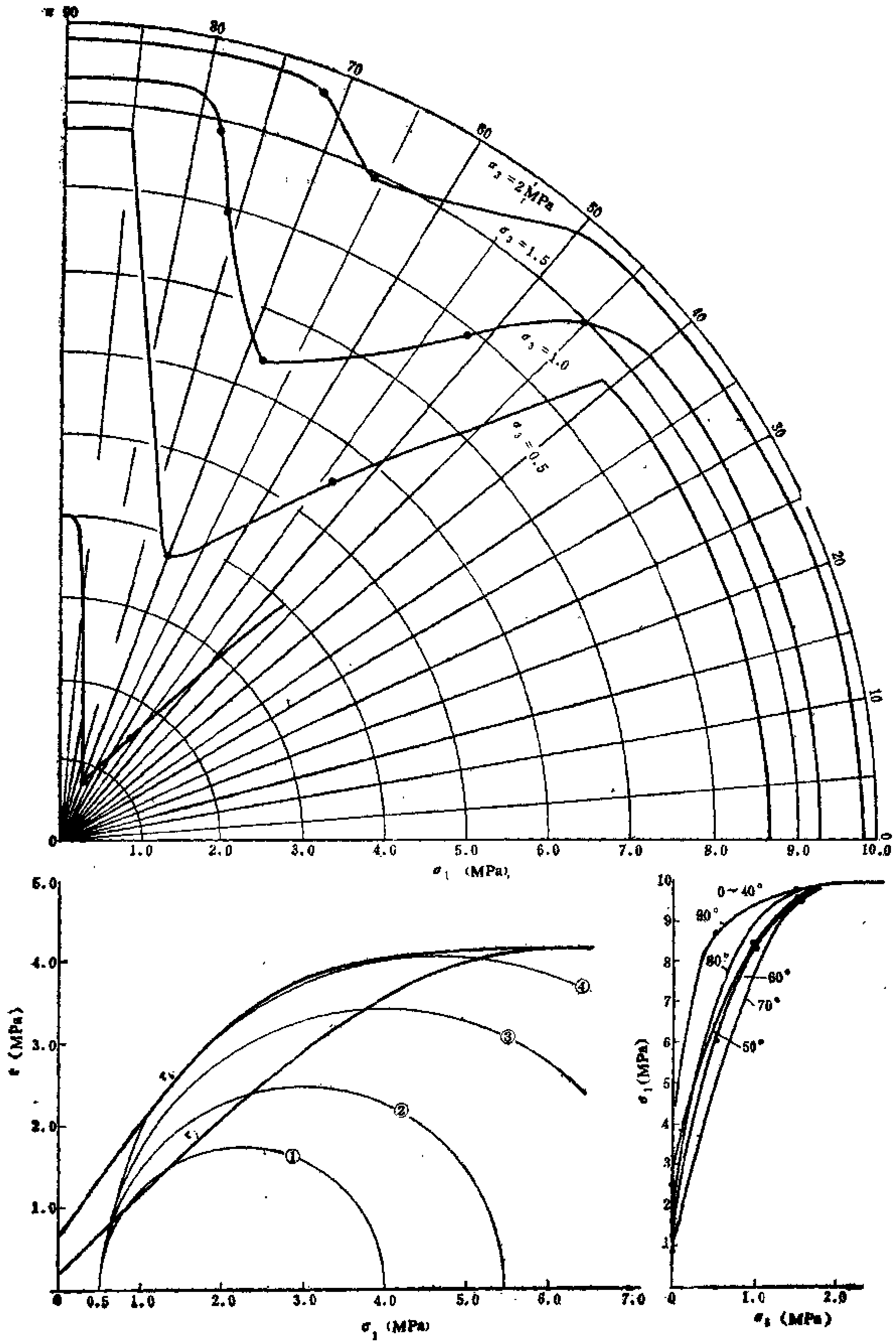


图 2.3.76 碎裂岩体强度图解分析法

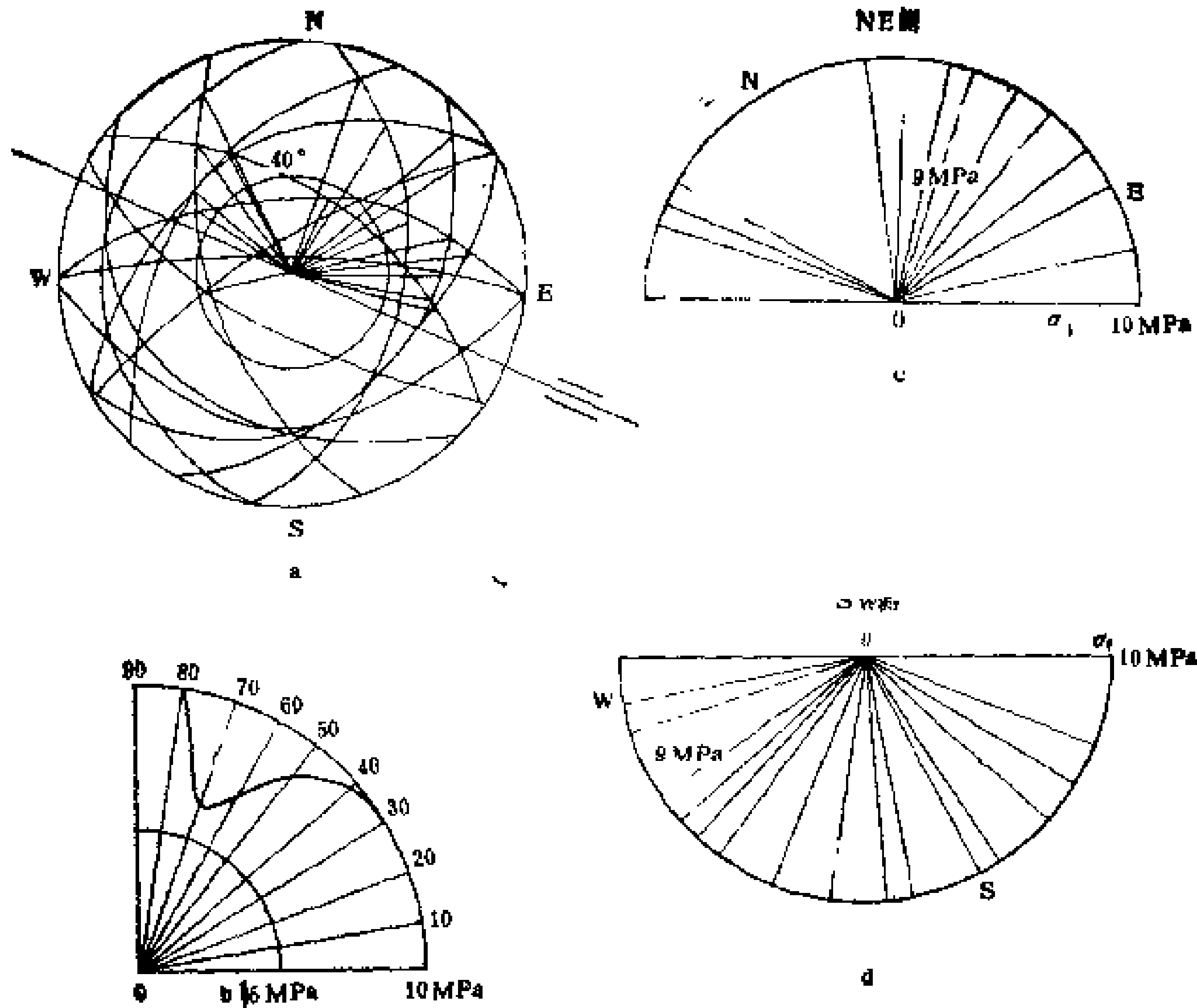


图 2.3.77 $\sigma_3 = 1\text{MPa}$ 条件下碎裂岩体洞壁强度图解

② 由图 2.3.77a 求各结构面在洞壁临空方面组合交线方位及倾角示于图 2.3.77c 及 d;

③ 利用图 2.3.77c 及 d 所示的结构面组合交线倾角在图 2.3.77b 上查得各自极限破坏强度值,绘于图 2.3.77c 及 d 上,得洞壁岩体极限破坏强度各向异性图,由其中取得最小值为 0.9MPa,即为洞壁岩体极限破坏强度。

④ 洞壁切向力为 $\sigma_\theta = 2p_0 = 4\text{MPa}$。稳定性系数为

$$\eta = \frac{0.9}{4} = 0.225$$

即不稳定,必须增强支护和提高锚固力。

(六)岩体力学测试技术及方法要点

岩体力学性能是在试块力学性能测试的基础上,结合岩体结构的地质研究结果进行分析来取得。试块力学性能测试必须在岩体破坏方式认识的基础上来组织。岩体破坏方式主要有两种:一种是结构面控制的,一种是岩块力学性能控制的。受结构面控制的应在对结构面地质研究基础上,结合结构面试块力学试验结果分析来确定。受岩块力学性能控制的应在岩体内结构面密度、组数、产状等详细研究的基础上,结合试块力学性能测试结果,通过结构效应分析来确定。显然,为了确定岩体力学性能必须做的试块力学性能试验有两类:

(1) 结构面试块力学性能试验;

(2) 岩块力学性能试验。

不管是结构面还是岩块力学性能试验结果都由：①变形性能；②强度条件来表现。强度是岩体在载荷作用下产生的变形发展至一定阶段的界限应力。从这个意义上来说，试块力学性能试验的基本内容是对试块施加载荷，观测试块变形，取得应力-应变过程资料或应力-应变曲线。这是岩体力学试验的基本任务。有一些试验要求获得应力、应变过程资料，即应力、应变与时间相关资料；而大多数试验是要求取得应力、应变相关资料，即应力、应变曲线已足够。究竟要取得哪种资料，则应在编制试验大纲时做出规定。

试块试验的目的在于为分析岩体力学性能提供基本资料。为了便于分析试块试验结果，在试验前后都必须对试块地质特征认真做出素描。这是能否取得符合实际资料的关键之一，是分析岩体力学性能的纽带。如三轴试验常常分散性很大。如果试验前后，对试块结构面发育状况及破裂方式做出素描，据此很容易发现三轴试验后的岩块有两种主要的破坏方式，即①沿结构面滑移及②岩块劈裂。这两种破坏方式的强度条件相差很多。如不加分析地利用数学统计原理进行统计分析，必然得不到符合实际的结果。又如结构面抗剪试验的资料有时也很分散。对地质素描分析可以看出，至少有三种典型破坏方式，即①沿平直结构面滑移；②沿结构面的起伏产生爬坡；③碰到陡坎时出现啃断现象等。在结构面试验时如不加分析的利用数理统计方法进行处理，同样会产生错误的结果。显然，在试验前后，对试块进行地质素描是十分重要的一项工作。

1. 结构面抗剪试验方法要点

结构面抗剪试验是结构面力学性质测试的最基本试验。目前已形成三种尺寸结构面抗剪试验，即

① 小块取样抗剪试验

试件剪切面尺寸大约为 10 × 10cm—15 × 15cm，试件用砂浆整形(图 2.3.78)。

② 中型剪试验

试件剪切面尺寸一般为 20 × 20cm，不进行整形就可直接切取。

③ 原位结构面抗剪试验

试件剪切面尺寸一般为 50 × 50cm—100 × 100cm。原位制备的试件一般采用砂浆整形。

结构面抗剪试验中重要的问题之一是保持原状，这对软弱结构面尤其重要。然而，由于试件受到扰动往往得不到能够反映实际的资料。

结构面抗剪试验中另一重要问题之一是加载方法。为了模拟纯由剪力对岩体进行的

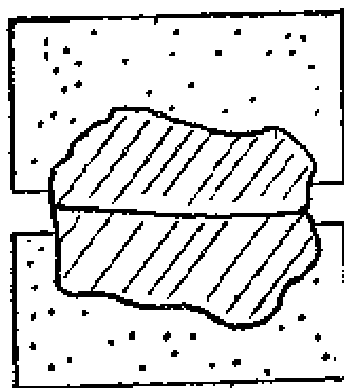


图 2.3.78 小块抗剪试件整形

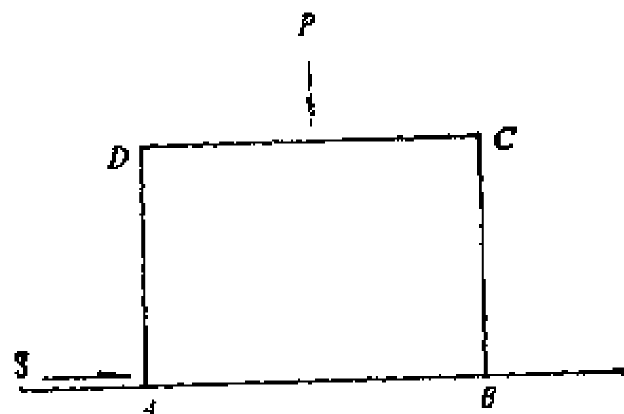


图 2.3.79 抗剪试验理论力学模型

力学作用，试验中最基本的要求是剪力通过剪切面(图 2.3.79)，但实际上很难办到。尤其是在野外试验条件下更难保证剪力通过剪切面。这样就可能在剪切面内产生拉应力。为了解决这个问题，形成了另外一种方案，即推力斜向施加，使法向力和剪力共交于剪切面中心，构成共点力系。从理论上来说，这样既可以消除在剪切面内产生拉应力的条件，也可以保证试件应力均布。如此，就形成了两种抗剪试验力学作用模型，一种是平剪，一种是斜剪。实践证明，不论平剪或斜剪，如果对其力学作用条件处理不当，都会影响试验结果。如图 2.3.80 所示，对斜剪来说，除了方案 c-1 以外，其它方案都达不到要求。而对平剪来说，除 b-1 及 b-2 方案外，如果能满足下面条件，即：

$$h=\frac{Pf_0H}{T}=\frac{f_0H}{f+\frac{c}{\sigma_n}}\doteq\frac{f_0}{f}H \qquad (2.3.100)$$

时，比斜剪更符合要求。而且方案 b-1 及 b-2 的条件是较少的。如果采取方案 b-4 的措施，b-2 亦可做到满足式 (2.3.100) 条件的要求。从技术上说，平剪更易达到试验的基本条件和要求。从比较试验结果来看，也很难令人置信斜剪方案比平剪方案好，且斜剪试验还经常带来三个麻烦：

① 当试件强度比较高时，在小的法向压力区间内得不到试验资料；

② 为了保证在试验过程中法向应力为常数，需不断地调整法向压力，给试验带来很大麻烦；

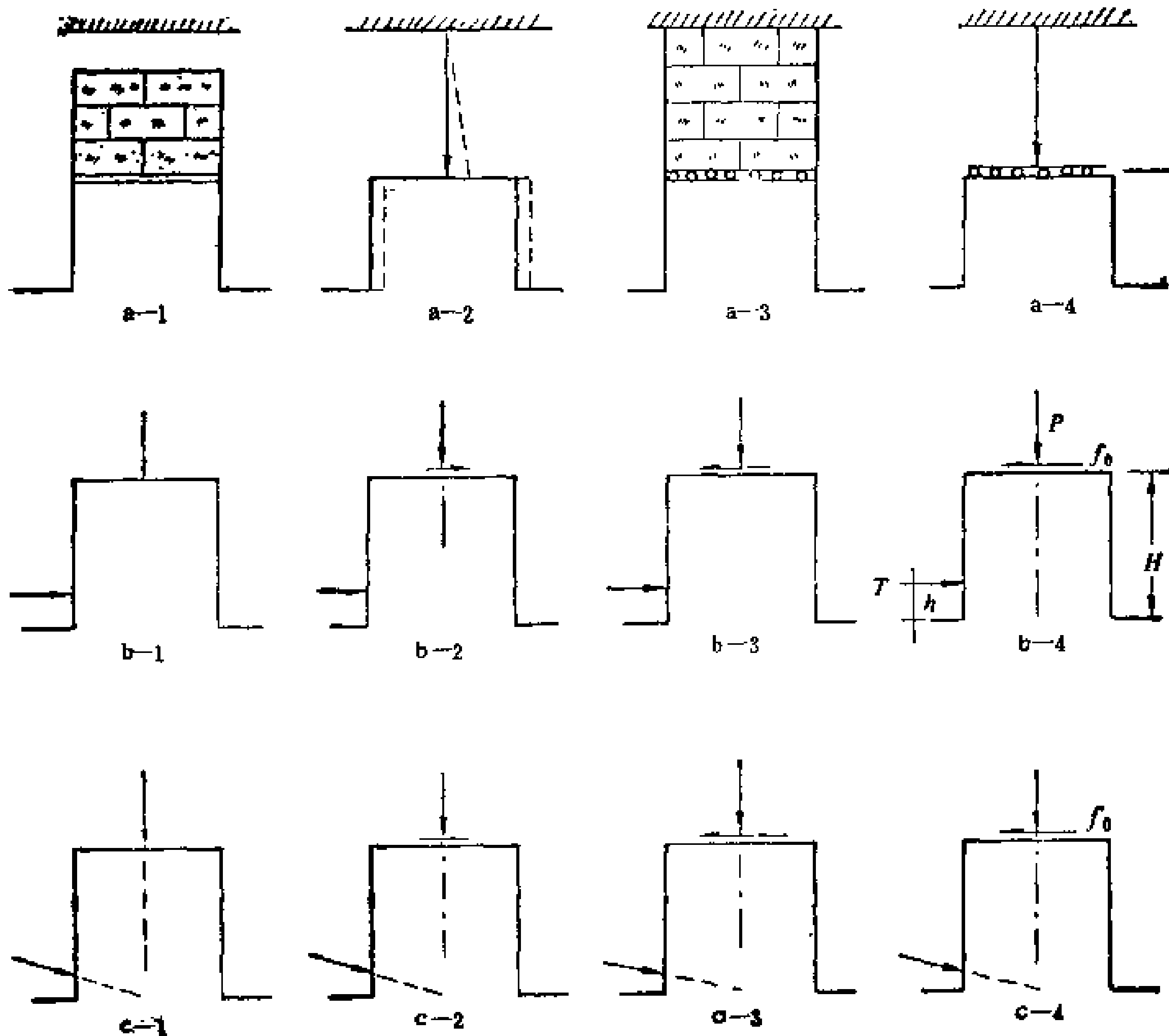


图 2.3.80 平剪、斜剪方案合理性与加载条件关系

③ 不易得到可靠的变形观测结果，对研究抗剪变形特征不利。

因此，我们推荐平剪试验。

软弱结构面抗剪试验是结构面抗剪试验中最重要内容。这类试验一般要在现场原位做。在软弱夹层较厚，物质均匀情况下可以取样用土的剪力仪做。原位抗剪试验一般用千斤顶加载，用百分表测量夹层法向变形及剪切变形。利用测得的法向变形与法向应力(图 2.3.81)计算法向压缩刚度

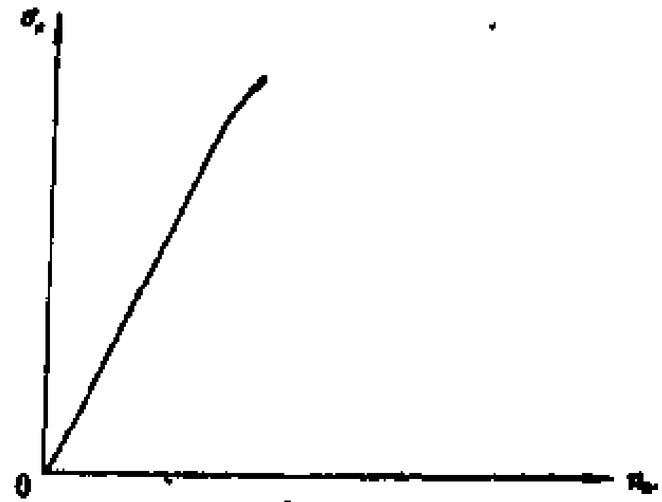


图 2.3.81 法向变形曲线

$$K_n = \frac{\sigma_n}{u_n} \tag{2.3.101}$$

利用测得的剪切位移曲线(图 2.3.82)计算剪切刚度，同时，根据图 2.3.82 做出图 2.3.83曲线，求取抗剪强度参数 C_j 及 ϕ_j。

应该特别指出，软弱结构面抗剪试验时法向压力不能过大。如过大可将软弱结构面内夹泥成分挤出，使试验结果失真。对水饱和的夹泥层更应注意。

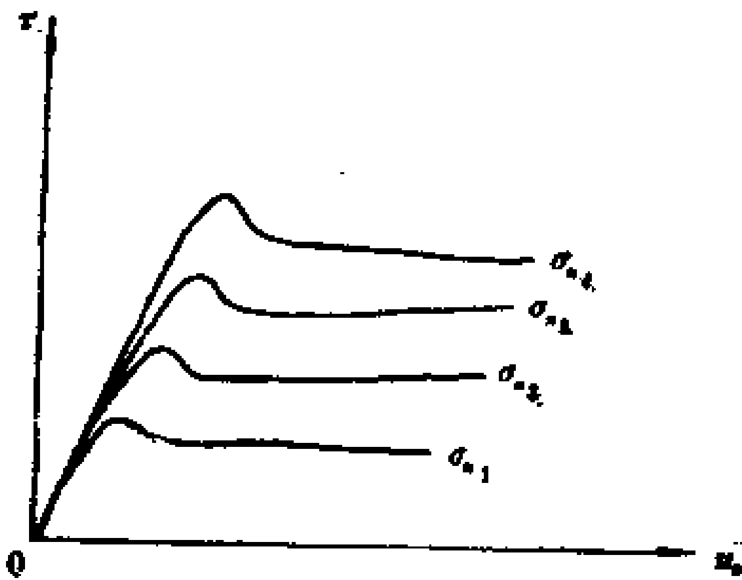


图 2.3.82 剪位移曲线

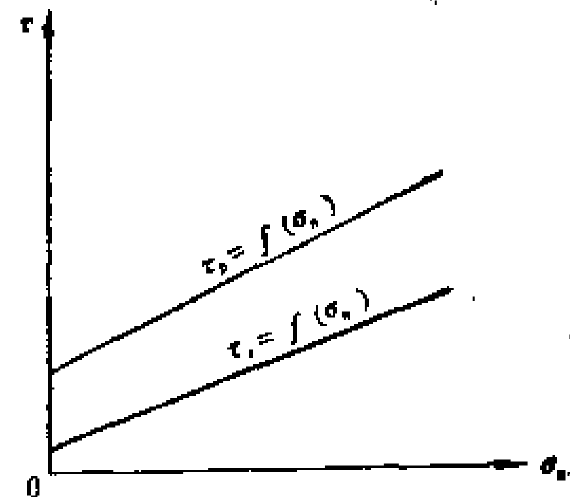


图 2.3.83 抗剪曲线

2. 试块抗拉试验方法要点

拉伸破坏是岩体的主要破坏方式和机制之一。有人认为组成岩体的岩石材料具有抗拉强度，而岩体由于裂隙极发育不存在抗拉强度。这种观念是不对的。实际上，岩石材料的拉伸破坏是其内部的粘结性能丧失的表现形式；而岩体的拉伸破坏，对连续介质来说与岩石材料相似，而对碎裂介质岩体来说则为结构联结丧失。碎裂介质岩体联结系由摩擦和咬合组成(图 2.3.84)，实际上是剪破坏的另一种表现形式。由此不难看出，岩石材料抗拉试验可以用取样实验室内做，而岩体则应进行现场试验或采取典型地质单元力学试验与岩体结构分析相合综合分析取得。

在实验室条件下测定岩石材料抗拉强度方法种类繁多；试验结果亦差别很大。这些方法有：直接拉伸法、劈裂法、弯曲试验法、径向扩张法等。当然还可列出一些。而这四种是常用的。如图 2.3.85 所示，除直接拉伸法外，其他三种间接法试件应力分布都很复杂，而劈裂法及径向扩张法又是在具有不稳定的围压 σ_3 的三维应力条件下破坏，其试验

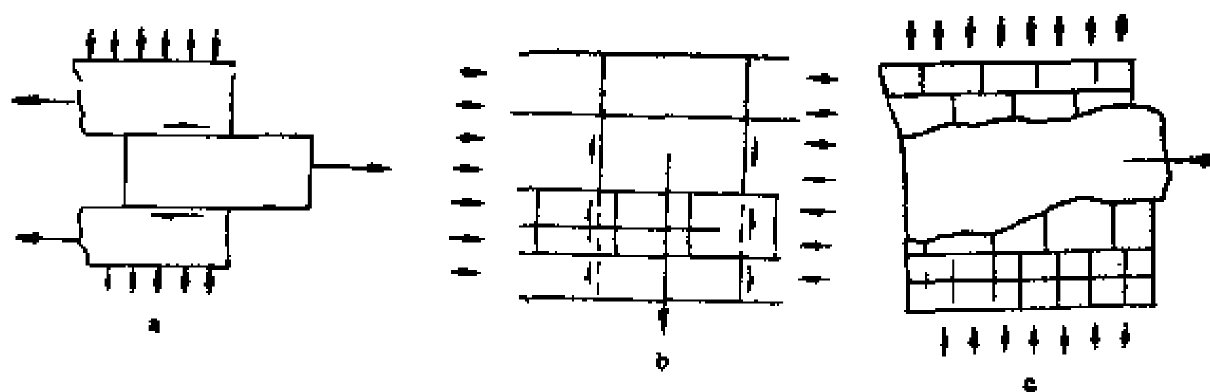


图 2.3.84　岩体抗拉机制

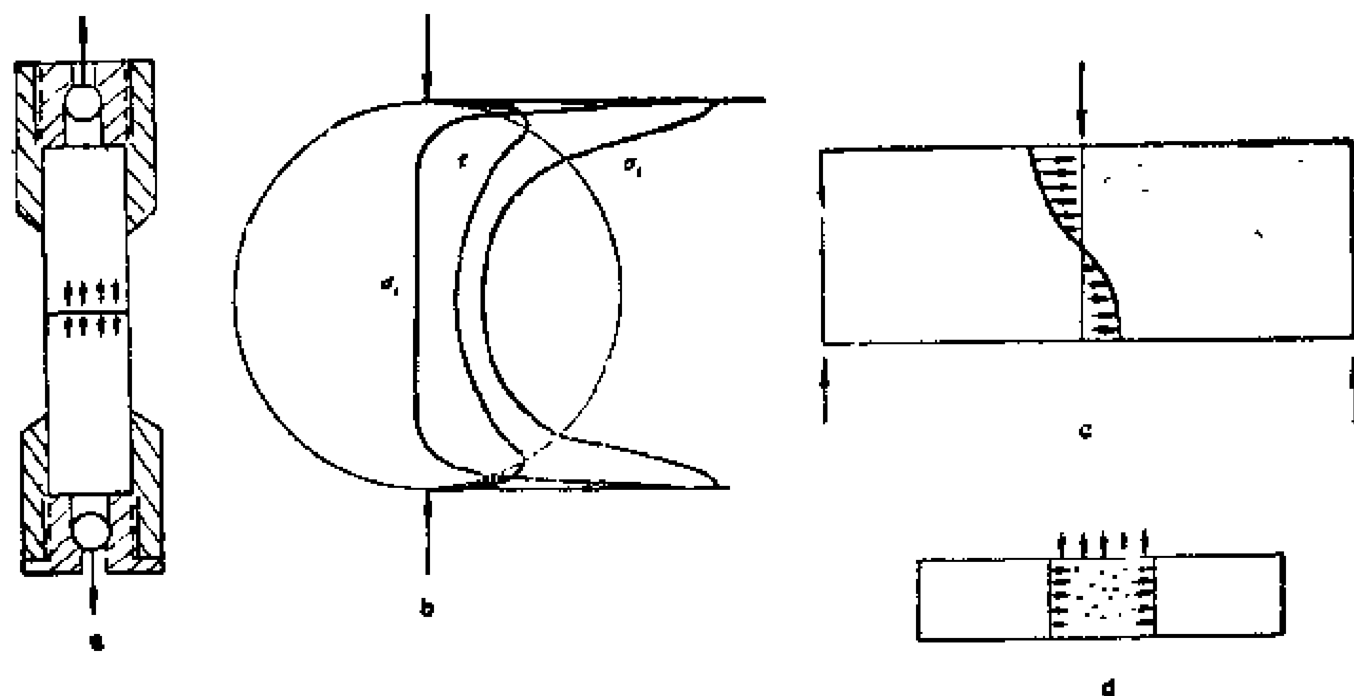


图 2.3.85　抗拉试验方案图

a. 直接拉伸法；b. 劈裂法；c. 弯曲试验；d. 径向扩张法

结果不是简单抗拉强度。显然，岩石材料抗拉试验的基本方法应是应采取直接拉伸法。当然，其它方法亦可参考。特别是劈裂法简单易行，在间接法中是可取的一种方法。径向扩张法是极不确定的一种方法。

岩石抗拉试验与其它试验一样，主要的任务是测量加载过程中应力-应变曲线。试验结果要求给出弹性模量、泊松比及抗拉强度。

直接拉伸法试件应力可用下式分析，即：

$$\sigma_t = \frac{P}{A} \tag{2.3.102}$$

式中 P 为试件受拉外载荷；A 为试件截面积。

劈裂法试件中心处应力可用下式分析，即

$$\sigma_t = \frac{2P}{\pi Dt} \tag{2.3.103}$$

$$\sigma_c = -\frac{6P}{\pi Dt} \tag{2.3.104}$$

$$\tau = 0 \tag{2.3.105}$$

式中 σ_t 为试件中心处拉应力；σ_c 为试件中心处压应力。在试件中心处剪应力为零，故变形测量易取试件中心处用电阻片量测。

弯曲试验一般取简支梁。对矩形截面简支梁来说，最大拉应力出现在梁的中间，该处

的拉应力为：

$$\sigma_t = \frac{3}{2}\frac{Pl}{bt^2} \tag{2.3.106}$$

式中 P 为施加的集中载荷；b 为梁截面宽度；t 为梁截面厚度。

3. 试块抗剪试验方法要点

试块抗剪试验是测定试件按规定的剪切面剪动时的力学性质。试验结果主要提供抗剪变形参数及抗剪强度参数。同时亦可提供在法向力作用下变形参数。这些试验可以在实验室内做，亦可以在野外原位做。野外原位试验方法及技术与结构面抗剪试验方法基本相同。

图 2.3.86 为目前采用较多的三种室内抗剪试验方案。图 2.3.86a 为单面剪。这个方案从理论上来说是合理的。但是，由于岩石强度较高，实际上是有难处的。图 2.3.86c 也是目前采用比较多的一个方案。这个方案的缺点很多，且法向压力不能任意选择。图 2.3.86b 是比较理想的试验方案，这个方案既可消除偏心载荷产生的拉应力，又可以满足根据需要任意选择法向压力。图 2.3.87 为著者设计的可以做 $\phi 90$ 试件的双面剪力仪。法向压力由电动泵施加。剪力由普通压机施加，法向应力可以由零加到 40MPa。对研究岩块直接剪的力学性质是比较方便的。

试件制备是现场原位试验的重要问题之一。试件制备时要求尽量避免扰动岩体结构。试件制备好后不要放置时间太长以免遭受外营力作用使岩体试块受到破坏。为了防止风化和提高加载能力，试件制备成后立即用高标号砂浆进行整形和防护。试件顶面及剪力作用面务必要求与反力座面平行。

变形量测是力学试验的主要工作之一。变形量测的目的有两个，一个是做为选择强

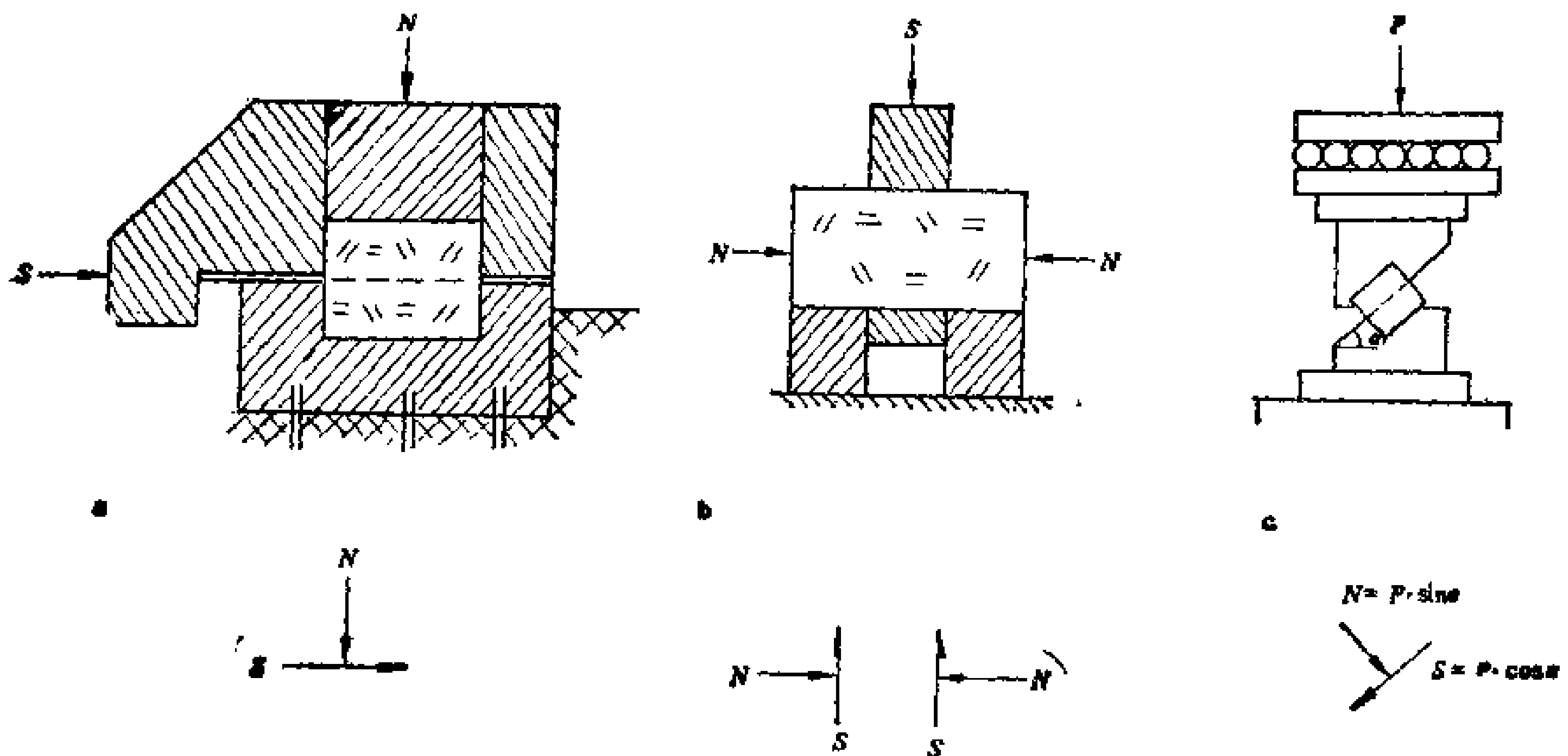


图 2.3.86 室内抗剪试验方案

a. 单面剪； b. 斜面剪； c. 双面剪

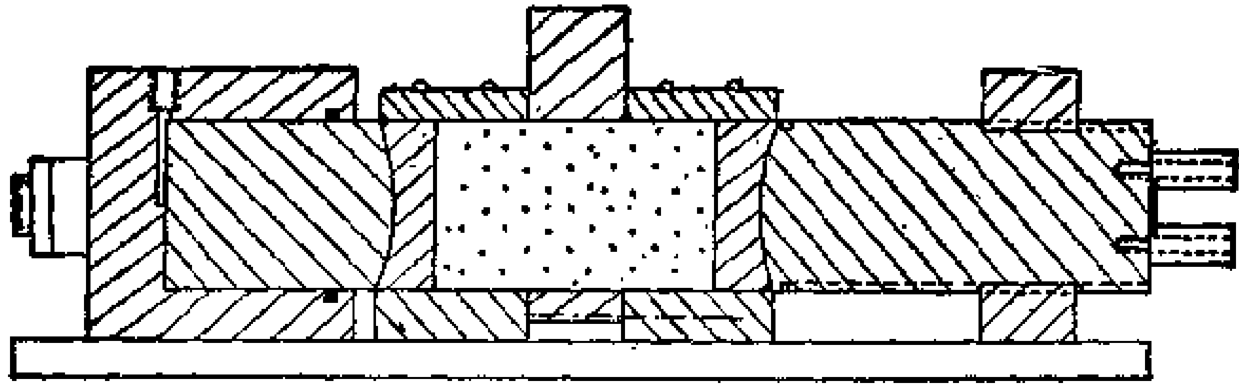


图 2.3.87　双面剪力仪草图

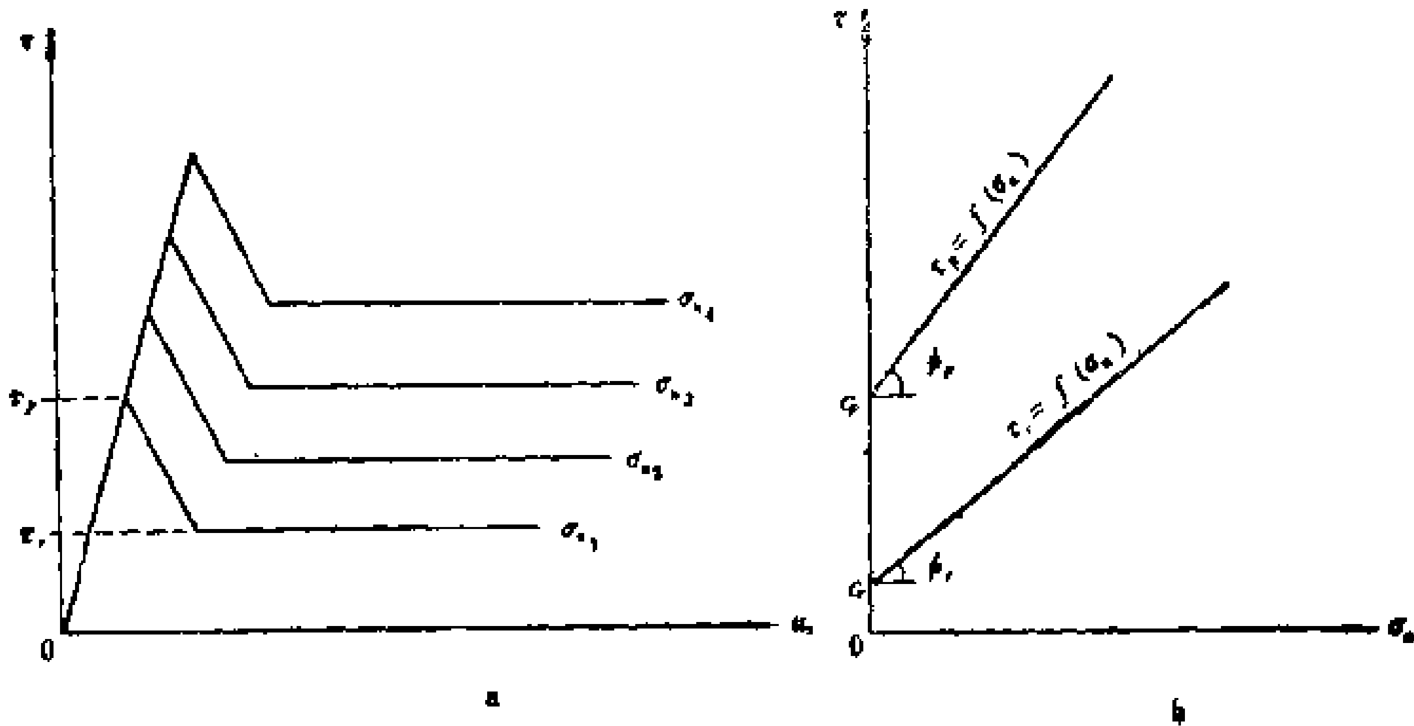


图 2.3.88　剪应力-剪位移关系曲线

度的指示，一个是研究变形参数。前者只有剪切面位移趋势就够了，后者则要求量测剪切面的绝对变形。试验结果要求取得如图 2.3.88a 及 2.3.88b 所示曲线。利用图 2.3.88a 中曲线及下列公式，求得剪切刚度

$$G = \frac{Bq}{2\pi\bar{u}}(2.973 - 1.487\mu) \qquad (2.3.107)$$

或

$$G = \frac{Bq}{2\pi u_{m.s}}(2.386 - 0.964\mu) \qquad (2.3.108)$$

式中 $\bar{u}$ 为剪切面平均剪位移；$u_{m.s}$ 为试件边界中点处前位移；q 为剪切面上平均剪应力；B 为试件边长。

利用抗剪强度曲线可以求得库仑方程参数 c 及 ϕ。图 2.3.89 中 $\tau = f(\sigma_n)$ 曲线系根据图 2.3.88a 中峰值强度 τ_p 与相应的 σ_n 绘制成的，$\tau_r = f(\sigma_n)$ 曲线系根据图 2.3.88a 中残余强度 τ_r 与相应的 σ_n 绘制成的，图 2.3.88a 中的 C_p 及 ϕ_p 为峰值强度内聚力及摩擦角；C_r 及 ϕ_r 为残余强度的咬合力及摩擦角。

4. 试块抗压试验方法要点

试块抗压试验是岩体力学试验中的重要试验内容之一。利用这一方法可以研究的岩

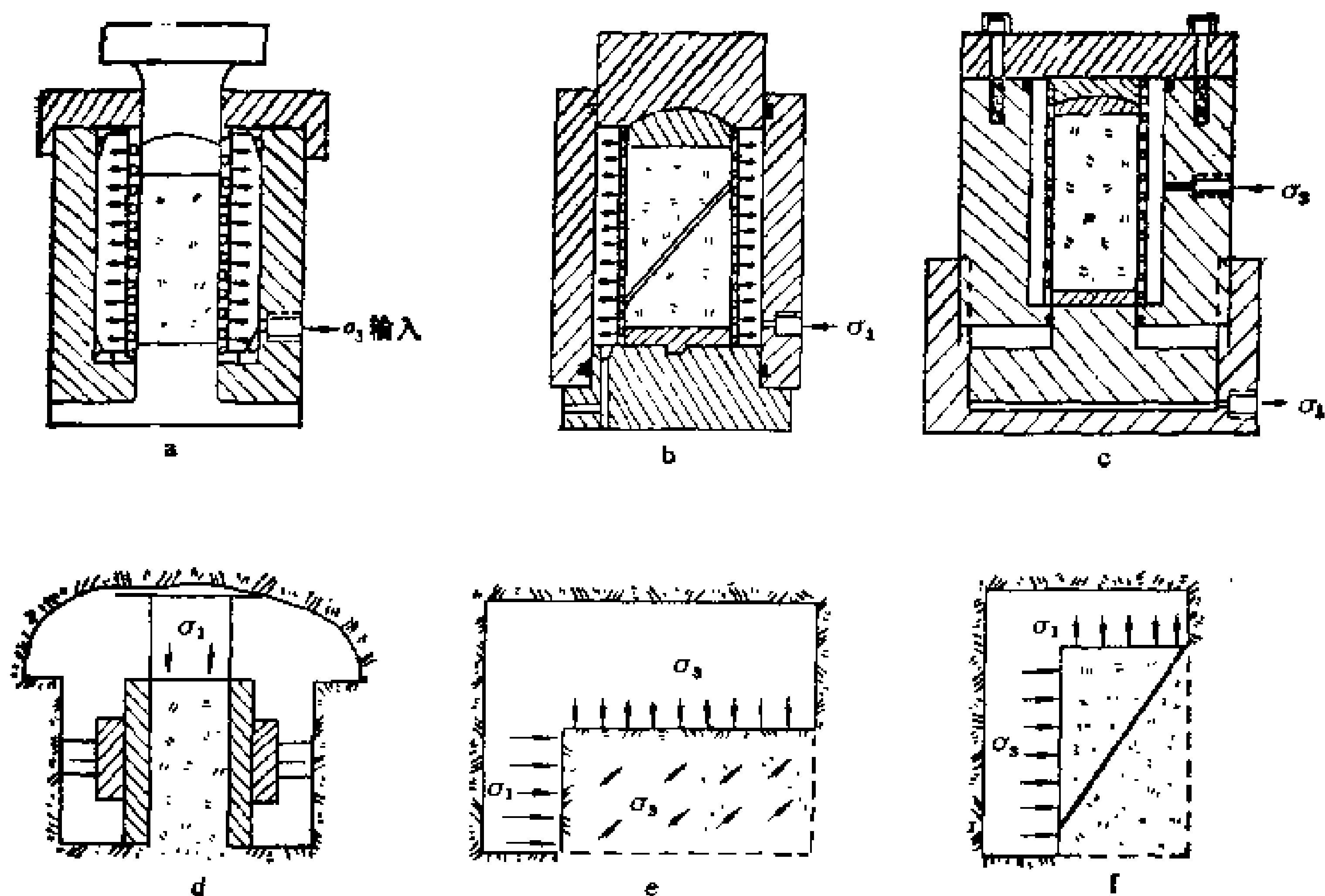


图 2.3.89 三轴试验方案

a, b, c 为室内的; d, e, f 为野外原位

体力学问题有两类:

① 测定试块的一般力学性质,这类试验可以按一般规程的要求来做。

② 模拟一定工程岩体结构,如岩柱、压切等的岩体力学作用机制及力学性质。这类试验应根据需要进行设计。

利用这一方法可以研究连续介质岩体及碎裂介质岩体的岩块力学性质,亦可研究块裂介质岩体的结构面力学性质。

许多阐述岩体力学试验方法的文献都把抗压试验分为单轴压试验及三轴试验。其实单轴压试验只不过是三轴试验的一个特例而已,即围压等于零。故三轴试验是抗压试验的最一般的方法。这类试验根据需要和可能可在实验室内做,亦可在野外现场原地做。

图 2.3.89 为已用过的几种三轴试验方案,a, b, c 为低围压($\sigma_3 = 30—40$MPa)下室内试验用的轻便简易的三轴容器。方案 a, b, c 的围压用电动泵加压和保压。σ_1 用一般的材料试验机加压即可。这样做免去了庞大的设备系统。而图 2.3.89c 不仅围压 σ_3 用电动泵加压,而且轴向压 σ_1 亦免去专用压机,对一般的较软弱岩类,这种设备还是很方便的。图 2.3.89 的 d, e, f 为野外原位三轴试验方案。不论 σ_1 及 σ_3 都是用围岩壁做反力架,它同样既可以做连续介质岩体及碎裂介质岩体的岩块抗压试验,亦可以和室内三轴试验一样(图 2.3.89f)用于做结构面抗剪试验。

在抗压试验过程中必须取得三方面的原始资料:

① 试验前试件的地质素描

在素描中要特别仔细地观察结构特征及岩相特征。在加载前还可以利用这方面资料对试件受压时可能产生的变形破坏过程做出预测,以指导试验时加载和变形量测。

② 加载过程中要尽量取得较完整的变形资料

如果加载速度能控制的话(野外试验较容易做到),务必取得变形全过程曲线。

③ 试验后要对试件破坏方式做仔细的素描

对结构面的控制情况做仔细观察,以便对试件破坏机制做出判断。

根据上面三方面资料我们可以进行试块力学性质分析，分析结果一般要给出变形参数及强度判据。

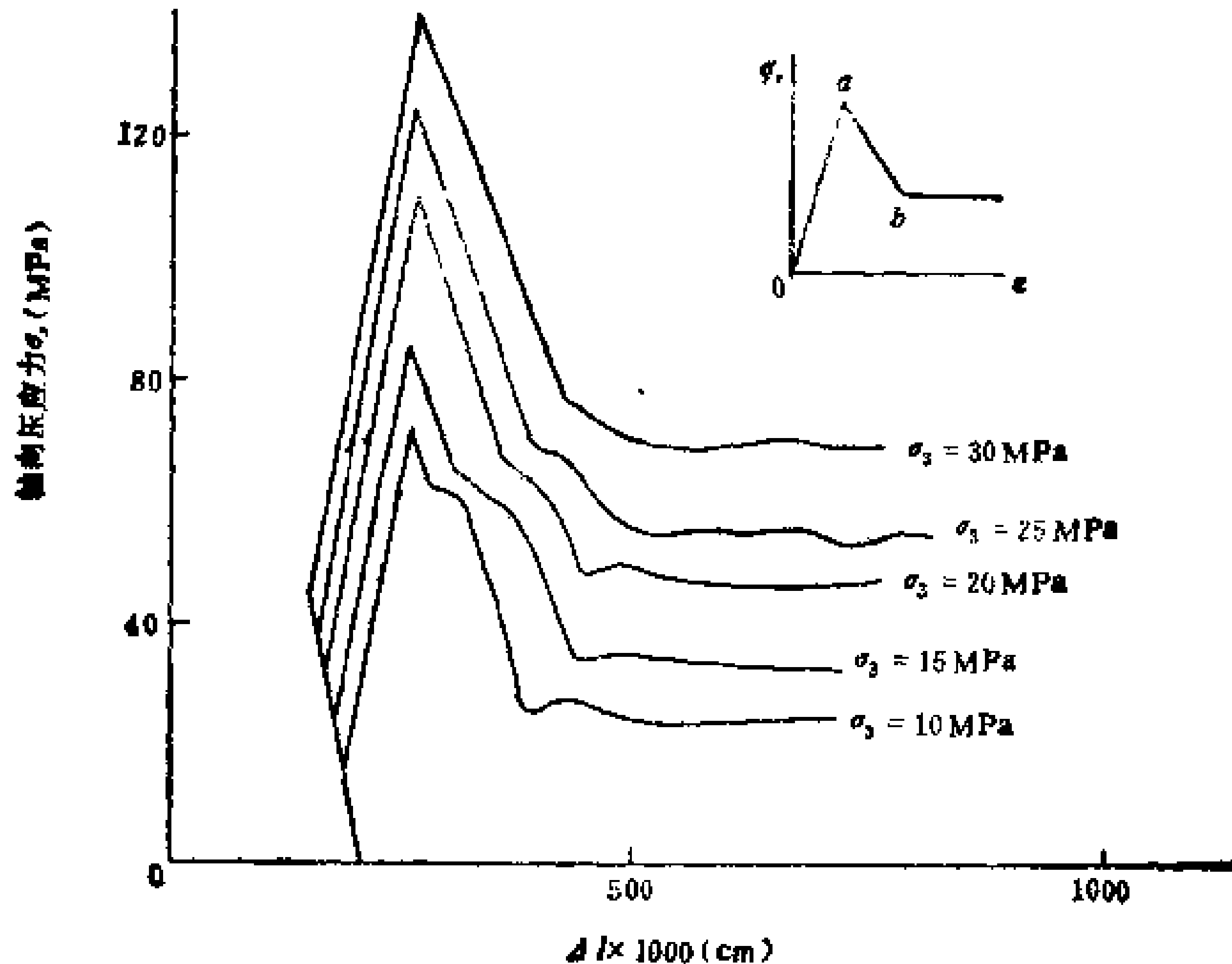


图 2.3.90 不同围压下砂岩变形过程曲线

图 2.3.90 为一组砂岩试块三轴试验获得的全变形过程曲线。它可以简化为图右上角所示图式。变形全过程曲线可分为三段：$\overline{oa}$ 段为弹性变形阶段；$\overline{ab}$ 段为破坏阻抗阶段；b 点以后为塑性变形阶段。在 σ_3 小于 30MPa 五个围压级下,三个阶段几乎相同。试验后观察试件全呈劈裂式张破裂,即低级脆性破坏。试验结果要求给出三个阶段的变形参数,即:

① 弹性阶段的弹性模量 E_e、 泊松比或侧胀比 μ，及弹性变形极限应力或称破坏应力。

② 破坏阻抗段的阻抗变形模量 E_r。

③ 塑性变形的应力水平。

划分这三个阶段的特征点，一般称为峰值强度(在这组资料内比例极限、屈服极限及破坏极限全都同时出现,故笼统地称为峰值强度)及残余强度。

弹性变形阶段变形参数可以用虎克方程分析。变形可用电阻片测，亦可用机测。用电阻片测时可用下列公式计算:

$$E=\frac{\sigma_{z_2}-\sigma_{z_1}}{\varepsilon_{z_2}-\varepsilon_{z_1}} \tag{2.3.109}$$

$$\mu=\frac{\varepsilon_z\sigma_r-\varepsilon_r\sigma_z}{(\varepsilon_z-2\varepsilon_r)\sigma_r+\varepsilon_r\sigma_z} \tag{2.3.110}$$

机械时可用下式计算变形参数

$$E=\frac{\sigma_{z_2}-\sigma_{z_1}}{\Delta l_1-\Delta l_2}l \tag{2.3.111}$$

在轴向变形零点不确定时，可变动 σ_z，这时

$$\mu=\frac{(\sigma_{z_1}-\sigma_{z_2})-E\left(\frac{\Delta l_1-\Delta l_2}{l}\right)}{2(\sigma_{x_1}-\sigma_{x_2})} \tag{2.3.112}$$

式中 σ_{z_1}, σ_{z_2}, Δl_1, Δl_2 及 l 为在围压 σ_x 作用下对试块加的轴向压、轴向变形及试块长度。μ 值有时可能大于 0.5，这是属于碎裂介质特征。但要注意，不要与试验中误差和错误相混淆。另外要注意测点的情况，局部因素(如电阻片贴到裂隙上)产生的干扰不要当成试件变形的全部。

上面公式同样可适用于计算阻抗变形模量：

$$E_r=\frac{\sigma_{z_1}-\sigma_{z_2}}{\varepsilon_{z_1}-\varepsilon_{z_2}} \tag{2.3.113}$$

或

$$E_r=\frac{\sigma_{z_2}-\sigma_{z_1}}{\varepsilon_{z_2}-\varepsilon_{z_1}} \tag{2.3.114}$$

从理论上来说，侧胀比 μ 同样可用式 (2.3.110) 或式 (2.3.112) 计算。在三轴条件下，量测破坏后的横向变形是十分困难的，利用式 (2.3.112) 的方法可以求得 μ。

在进行试块强度分析时，首先要根据试验前的地质素描及试验得的破坏方式素描进行分组，然后分组对变形曲线上的特征点进行分析。

当试件呈塑性变形时，强度判据不仅可以用相关方程：

$$\sigma_1=A\sigma_3+\sigma_c \tag{2.3.115}$$

而且可以用库仑-莫尔方程，即

$$\frac{\sigma_1-\sigma_3}{2}=\frac{\sigma_1+\sigma_3}{2}\sin\phi+C\cos\phi \tag{2.3.116}$$

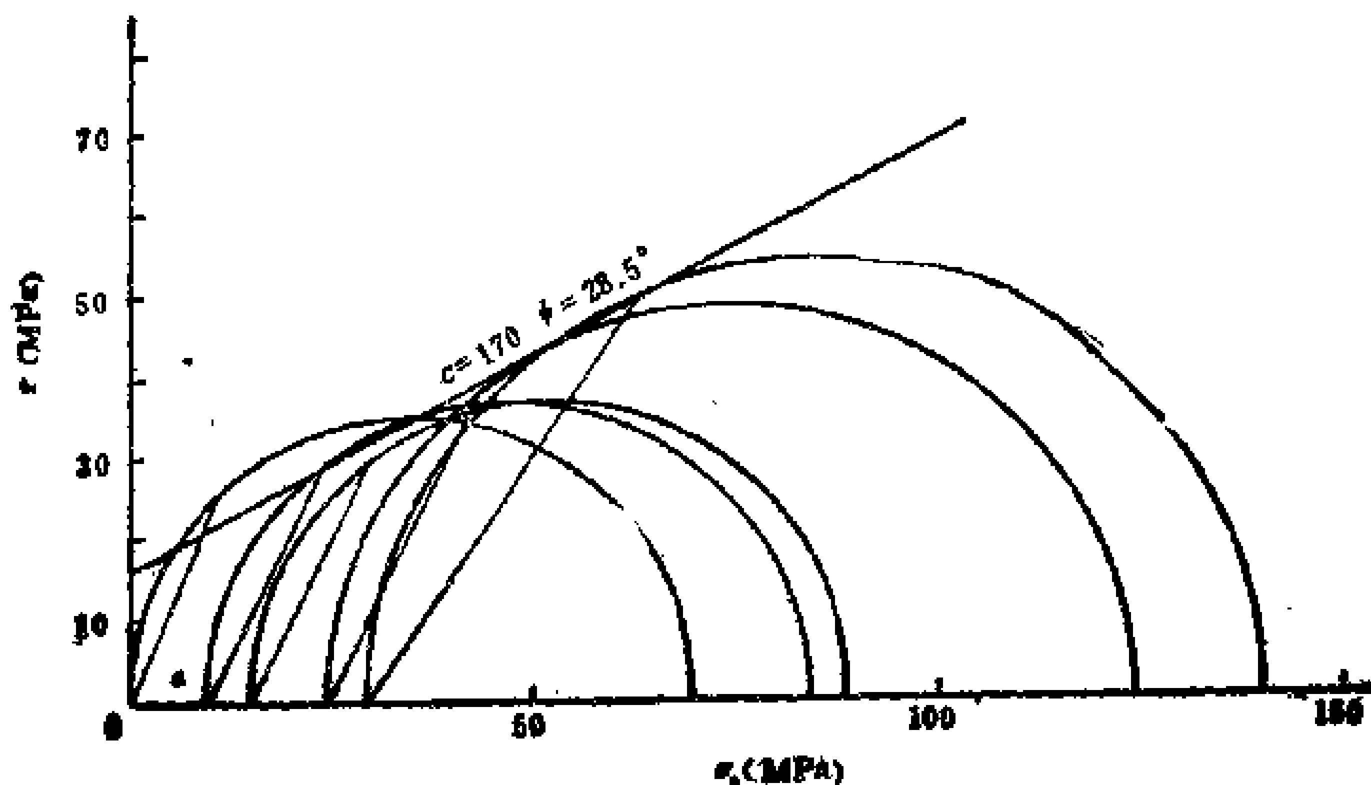


图 2.3.91　沿结构面滑动破坏的砂岩三轴

或

$$\tau = \sigma_n \mathrm{tg}\,\phi + c \tag{2.3.117}$$

来表示。

当试件处于脆性破坏阶段时，由于试件经常由张破裂向剪破裂的转化，故试件抗压强度随围压 σ_3 的增长呈曲线变化。但是多数试验结果还是呈线性变化。故其强度判据仍可采用式（2.3.115）所示的相关方程表示。不仅峰值强度可以用式（2.2.115）的相关方程式表示，而残余强度亦可用相同的方程表示。

当试件呈沿结构面滑动时，破坏后素描时应注意量取结构面倾角α。 可以用图 2.3.91 所示的破裂角割线方程做强度判据曲线，即

$$\tau = \sigma_n \mathrm{tg}\,\phi + c \tag{2.3.118}$$

试验结果莫尔圆分析

有时根据试验大纲布置碎裂介质岩体结构效应的研究。试验结果可按特征结构体数进行整理。根据统计曲线给出下式中的参数 σ_c，b 及 α。

$$\sigma_m = \sigma_c + \frac{b}{N^{\alpha}} \tag{2.3.119}$$

5. 岩体变形试验方法要点

岩体变形，即试块变形试验方法种类繁多，如：

1）承压板法；

2）狭缝法；

3）钻孔变形测试法；

4）隧洞水压变形法；

5）单轴压法；

6）三轴试验法等。

这些方法各有优缺点。各种方法的优缺点示于表 2.3.9。比较起来看，以承压板法、钻孔变形测试法及三轴试验法较好。三轴试验法需配合进行地应力量测。如无地应力量测资料，三轴试验的意义就小得多了，因为围压条件不清楚，试验围压无法定。

承压板法试验已有大量论述，简述如下。

测试岩体变形时用的压板要有足够的厚度及刚度，以保证其传压能力。压板的刚度对试验结果影响较大。压板的刚度是相对于岩体而言的，不是绝对的。应根据试验初步结果而定。一般来说，压板弹模与岩体弹模相近者或小于岩体弹模的，可作柔性压板看待；压板弹模远远大于岩体变形模量，如大于 10 倍以上时，应作为刚性压板看待。处于二者之间的应视具体情况和分析来定，进行改正。

岩体变形模量多小于 10^4—10^5MPa，而钢弹性模量一般为 2×10^5MPa，如果压板足够厚的话，则钢压板可视为刚性压板。测试结果可用下式分析其变形模量及弹性模量 E：

$$E = \frac{(1-\mu^2)P}{dW} = \frac{\pi(1-\mu^2)dp}{4W} \tag{2.3.120}$$

式中 P 为作用于压板上的总载荷；d 为压板直径；W 为压板位移；μ 为泊松比（一般根据经

表 2.3.9 变形测试方法优缺点比较

试验方法		优　点	缺　点	适用条件
承压板法		方法简单、易做，与岩体实际状态接近	压板刚度不易确定	适用于连续介质岩体
狭缝法		设备简单，不要特殊的反力装置	只能测岩体表层变形参数，压力分布不易均匀	只适用于低压力条件下
钻孔变形测试法(孔壁、孔底)		扰动岩体小，不挖试验洞，可利用已有钻孔，设备轻便，可做岩体深部变形试验	孔小，影响范围小，孔壁要求光洁度高，量测难度大	适用于连续介质岩体
隧洞水压变形法		可直接测试洞壁岩体变形参数，受力面积大，代表性好，可做结构试验	费时、费力、工程量大、变形量测较困难	地质条件比较复杂，有压隧洞
单轴压法	室　内	简单，可测 E 及 μ 试验，结果准确	只能测岩块，反映不出岩体结构效应	完整岩体或完整岩芯
	野　外	原理，条件清楚，可测 E 及 μ	工程量大，样品扰动大，破碎岩体不易做成，结果不准确	较完整岩体
三轴试验	室　内	较好的模拟岩体受力状况，条件明确	代表性小，破碎岩体做不成，	较完整岩体
	野　外	同　　上	操作复杂，制备试件时易扰动岩体	有地应力结果时，易采用
隧洞千斤顶法		同水压隧洞变形法	设备复杂、工程量大、难度大	地质条件复杂，有压隧洞

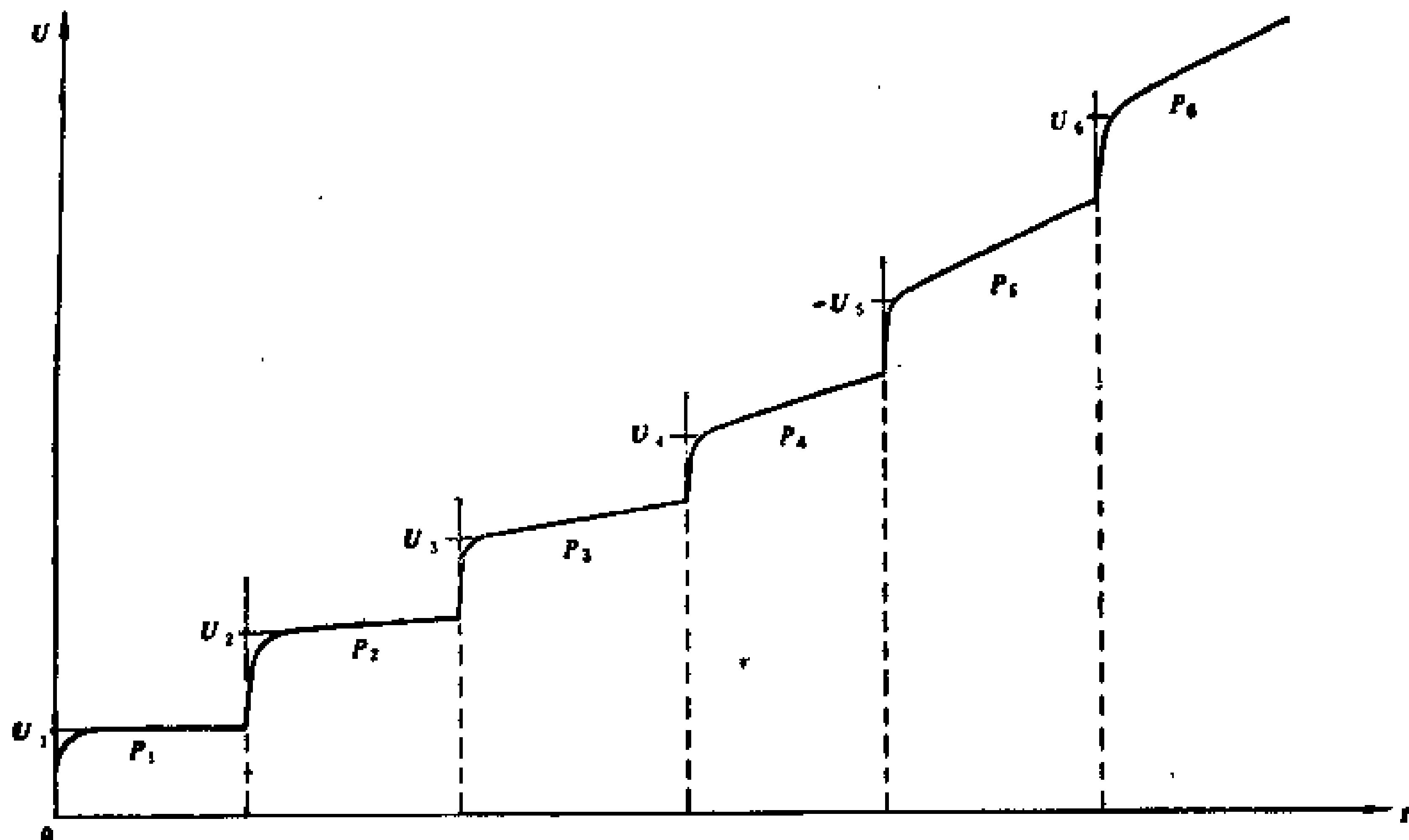


图 2.3.92　压板压缩变形时间过程曲线

验假定，影响很小)；p 为压板作用于岩体上的压强。

钢压板比较重，可以用工程塑料代替。工程塑料的弹性模量 $E\doteq10^3$MPa；$\mu\doteq0.3$。对一般岩体来说，可视为柔性压板。试验结果应采用下式分析

$$E = \frac{2(1-\mu^2)dp}{\pi W_d} \tag{2.3.121}$$

式中 W_d 为压板边部的位移。

承压板法试验的压力级应根据工程重要性来定，一般宜选用三个。在每个压力级下重复加压次数应根据岩体变形特点来定，坚硬的可做 1—3 次，达到最后两次试验结果变形相近而止。而软弱岩体不能采用最后两次加载变形相近，或维持一定时间变形趋于稳定的办法终止试验，因为软岩具有流动变形。当加载超过流变起始应力时，则变形不会短时间内停止。这类岩体变形参数，除用弹性模量 E 表征外，还应采用粘滞系数表征。其变形参数量测方法亦应采用流变试验方法做，即如图 2.3.92 所示，加载后稳定一定时间，一般约 1—2h。当变形进入明显地常速流动变形阶段即可停止。取各载荷下的瞬时变形 W，做如图 2.3.93 所示的载荷变形曲线，利用式 (2.3.117) 及 (2.3.118) 计算变形模量 E_0。承压板法取得的流动变形部分不能用作计算粘滞系数。

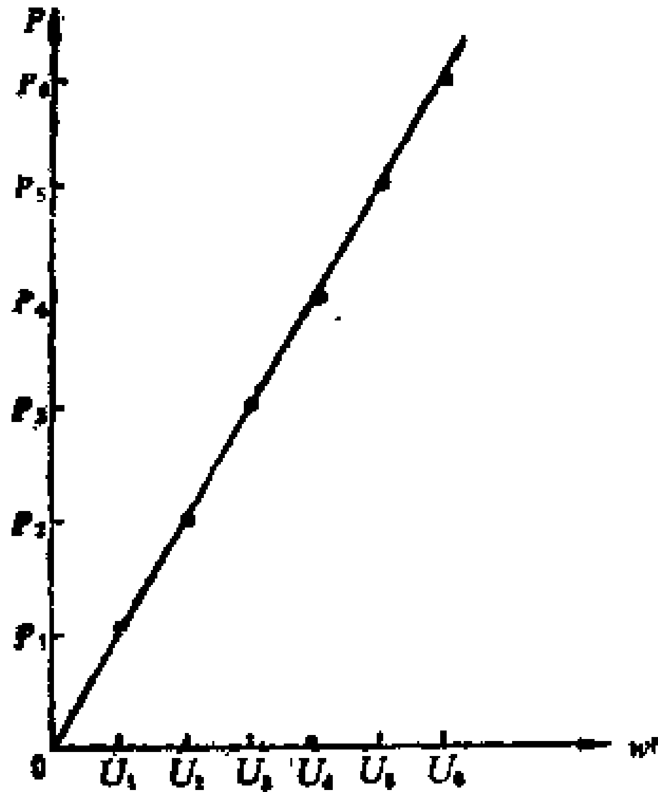


图 2.3.93 载荷瞬时变形曲线

在高地应力地区做承压板法试验时，由于开挖松动，岩体表面有一层松动层，约 1m 左右，无法全部清除。因此，在这种条件下求得的弹性模量内包含有松动层影响，结果一般偏低。国际岩石力学试验方法委员会建议在压板中间的岩体内打一小孔，用多点位移计量测压板岩体内不同深度部位处下深变形 W。用下面公式计算变形模量或弹性模量。

$$E = -\frac{q(2\mu^2+\mu-1)}{W_{z_1}-W_{z_2}}\left[(z_1^2+a_1^2)^{\frac{1}{2}}-(z_1^2+a_2^2)^{\frac{1}{2}}-(z_2^2+a_1^2)^{\frac{1}{2}}+(z_2^2+a_2^2)^{\frac{1}{2}}\right]+\frac{q(1+\mu)}{W_{z_1}-W_{z_2}}\left[a_1^2(z_1^2+a_1^2)^{\frac{1}{2}}-a_2^2(z_1^2+a_2^2)^{-\frac{1}{2}}-a_1^2(z_2^2+a_1^2)^{-\frac{1}{2}}+a_2^2(z_2^2+a_2^2)^{-\frac{1}{2}}\right] \tag{2.3.122}$$

式中 q 为压板上平均压强；W 为不同深部下沉变形；z 为压板下岩体内不同深度；a_1 为压板直径；a_2 为中心孔直径；μ 为泊松比。图 2.3.94 为实测得不同深度变形及不同深度处弹性模量。显然深度 1m 以上部分是受松动影响，数值不可靠。

在岩体结构效应或尺寸效应不清楚时，对一些重要的工程，应按确定尺寸效应的要求，布置 3—4 种尺寸的压板，以便确定岩块弹性模量尺寸效应，供分析岩体尺寸效应用。

钻孔变形测试法在原理上与隧洞水压变形法有相似之处，但钻孔变形测试法有其自身优点，它可以直接测量岩体内不同深度处的变形参数。

目前通用的岩体力学试验方法都是在岩块表面测试。在爆破施工情况下，这种方法的试验结果不能反映岩体的实际而仅反映爆破松动的岩体的力学性能，而钻孔变形测试法可以补偿这一缺陷。钻孔变形测试法也是有缺点的，即接触岩体的范围小，如能采用直径为 30—50cm 的钻孔时，可以得到满意的结果。钻孔测试弹性模量法又可分为孔壁弹性模量测试法和孔底弹性模量测试法。这种方法需一段一段钻进，一段一段测量，十分不

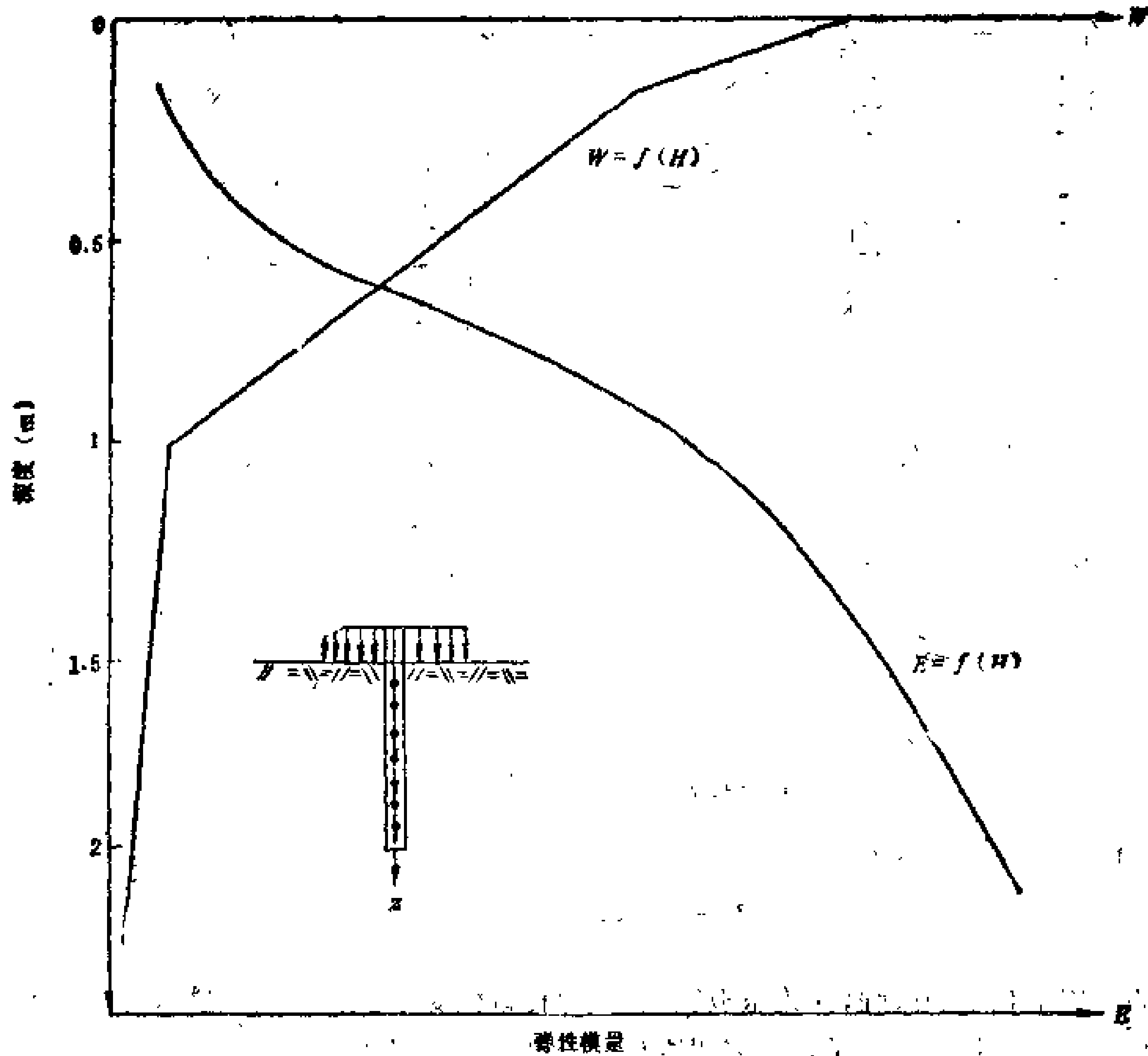


图 2.3.94　压板下深部测得 W 及 E[1)]

方便，故比较少用，常用孔壁弹性模量测试法。下面所指的钻孔法即指孔壁法。

钻孔测试有两种力学模型。一种为全孔壁受压，一种为孔壁局部受压。

在图 2.3.95 中 a 的全孔壁受压情况下，岩体为均质体时，变形模量及弹性模量可用下式分析：

$$E = \frac{1+\mu}{u} DP = \frac{1+\mu}{\Delta u} D\Delta P \qquad (2.3.123)$$

或

$$K = \frac{E}{(1+\mu)D} \qquad (2.3.124)$$

$$K_{\cdot} = \frac{E}{1+\mu} \qquad (2.3.125)$$

式中 D 为钻孔直径；u 为钻孔壁受压后直径增长位移量；P 为作用于孔壁的压强。

在图 2.3.95 中 b 的孔壁局部受压，即条压情况下，岩体作为均匀介质考虑时，试验段

1）根据雷承弟 1983 资料。

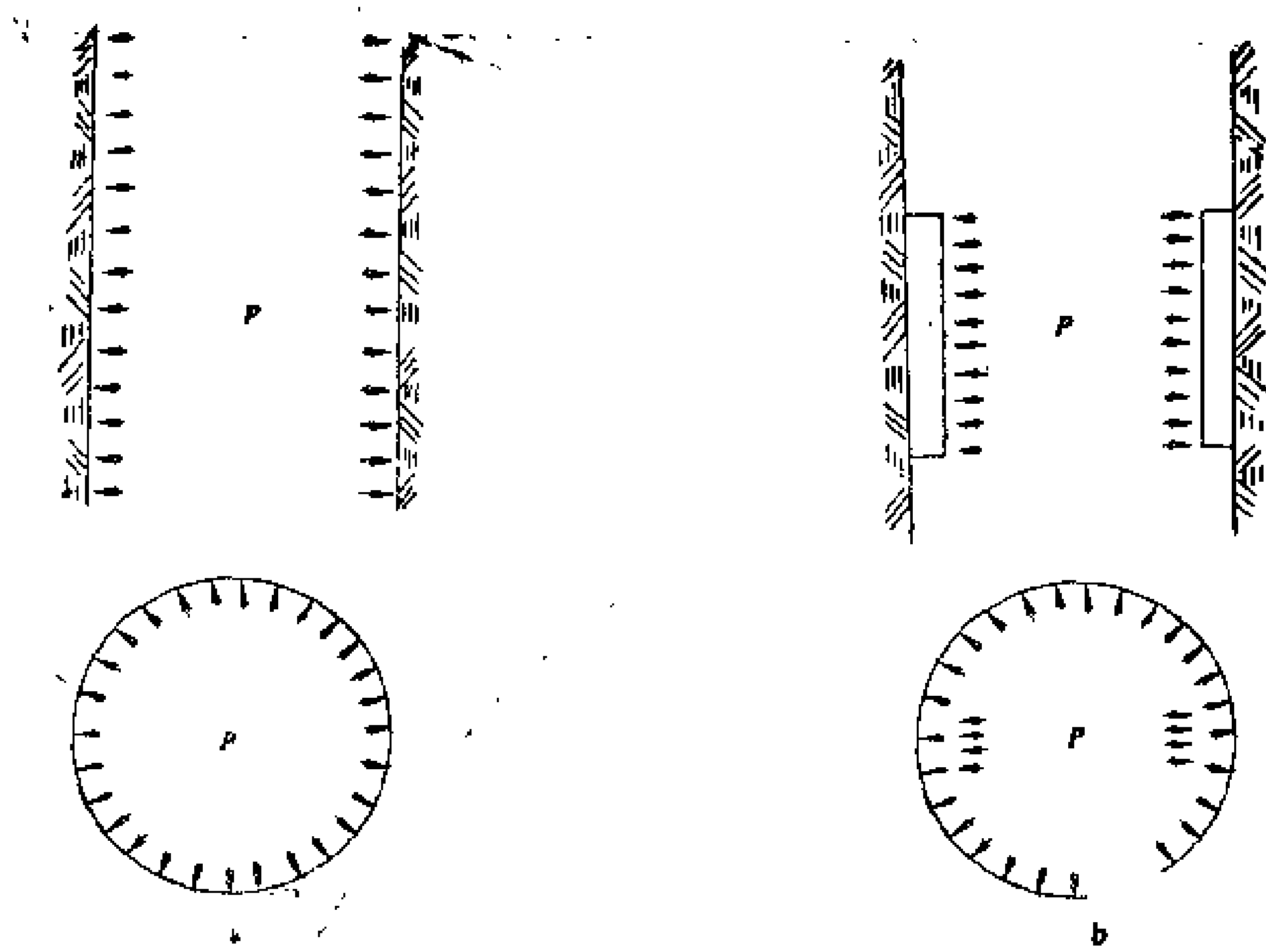


图 2.3.95　钻孔变形测试法的两种方案

a. 全孔壁受压；　b. 变形载荷

岩体变形模量或弹性模量可用下式计算：

$$E = \frac{\alpha P b(1-\mu^2)}{u} \tag{2.3.126}$$

式中 P 为作用于孔壁的压强；b 为压板宽度；u 为孔直径变形；α 为设备常数，它与压板尺寸、钻孔直径段压板刚性有关。可采用原状未松动段完整岩体的岩芯测试结果与同孔测试结果比较来定。

钻孔变形测试法很多，可用电测、机测。液体放大器机测法精度可达 0.001mm。三轴试验法前面已经谈过，故不赘述。

第三部分　岩体力学分析原理及方法

岩体力学分析是岩体力学研究的重要内容，是岩体工程设计的依据。岩体力学分析的基本内容是估算岩体受力条件改变时岩体产生变形和破坏的发展状况。这项工作看起来简单，实际上是很复杂的。它必须在工程地质、岩体力学、岩体工程，特别是与岩体改造结合起来研究才能有成效。这一部分我们将扼要地讨论岩体力学分析原理及方法。

一、岩体力学分析原理

目前，岩体力学尚处于幼年时期，创建阶段，仍很不成熟。但是，这方面工作受到了土木工程、矿山工程、地质科学界的广泛重视，工作局面十分活跃。参加这方面工作的单位有生产、教育和研究部门，这些部门的科研人员有从事岩体自然特性工程地质研究，也有从事岩体变形、破坏分析及岩体工程建筑的研究。也就是说岩体力学研究必须与工程地质研究、岩体工程设计和施工紧密地结合在一起；既要研究地质和力学，也要研究工程。这一观点渐趋一致。目前从事这方面的工作，不论从工作内容还是从参加人员的成分和工作方法都是不同的。常常出现认为自己的工作是"正宗"的己见，这并不足为奇。这里有一个问题，即对岩体力学是一门什么样的学科，它的基础和理论是什么的认识是不同的。由于对这个问题认识不同，因此对进行岩体力学研究的出发点和采用的方法也不同。这种不同表现在许多方面，就岩体力学分析来说，这里有两种基本观点。一种观点是把岩体力学看作是力学的一门分支学科，习惯地从纯力学角度进行研究，实际上是把岩体视为连续介质材料，工作重点是力学参数测量和数学力学分析。另一种观点认为，岩体力学是工程地质和工程力学交叉学科，是工程地质定量化的手段，是工程地质为地质工程设计服务的桥梁。为此，把岩体力学看作是以工程地质为基础，以工程力学原理及方法为手段，开展岩体力学性能和力学作用规律研究，进行岩体力学分析，预测岩体工程稳定性及采取岩体改造措施等为内容的一套工作。这两种不同的观点必然导致出现两种不同方法。前一种观点，实际上是把岩体看成是一种材料，它的力学基础是材料力学。对岩体中大量存在的断层、节理、裂隙等视而不见。它的工作结果常常脱离实际，成效不大。后一种观点是把岩体看作是在地质建造和改造过程中形成，经受过变形，遭受过破坏的地质体；它具有一定的成分、一定的结构、赋存于一定的地质环境中的客体。岩体力学研究，特别是岩体力学分析工作，必须在上列三个要素的基础上划分力学介质，抽象出力学模型，然后进行岩体力学参数研究和岩体力学分析。其基本方法是地质力学与工程力学相结合的方法，特别是结构力学的方法，把岩体力学视为岩体结构力学。这一观点的核心是岩体结构控制论。特别是在岩体结构研究基础上开展岩体变形、破坏及其力学性能的研究，结合工程作用特点，对岩体力学模型作出判断，然后进行岩体力学分析，也就是对岩体变形和破坏状况进行分析，预报工程岩体和岩体工程稳定性。这后一种方法，我们称为岩体结构力学或岩体工程地质力学方法，这是一种科学的方法。这一套观点和方法可以用下述的岩体力

学工作程序框图来进一步说明。这个程序的基本指导思想是：岩体结构是岩体力学的地质基础，岩体力学必须以岩体结构研究为纲，以岩体力学介质研究为基础，结合工程作用分析，判断岩体力学作用模型，确定岩体力学研究方案，进行岩体力学试验和岩体力学分析，与设计人员相结合进行岩体工程稳定性分析。这个程序的关键环节是岩体结构或地质模型研究和岩体力学介质类型划分。上述表明，岩体力学分析是一项比较复杂的工作，它必须统观全局，抓住重点来进行。简而言之，正确的岩体力学分析应在地质研究基础上，考虑工程作用特点及岩体改造方案，按照合理的工作程序，鉴别岩体力学介质，抽象岩体力学模型，采用相应的理论和方法，组织岩体力学研究，进行岩体力学分析，这样才能获得成效。

著者将受力学作用的岩体称为力学介质。物体受力时产生的力学作用不尽相同，按其作用规律的差异归并为若干类型，称为力学介质类型。如固体材料按其变形特征可分为弹性介质、塑性介质或粘性介质。岩体远较一般物体复杂，由于其成分、结构、赋存环境不

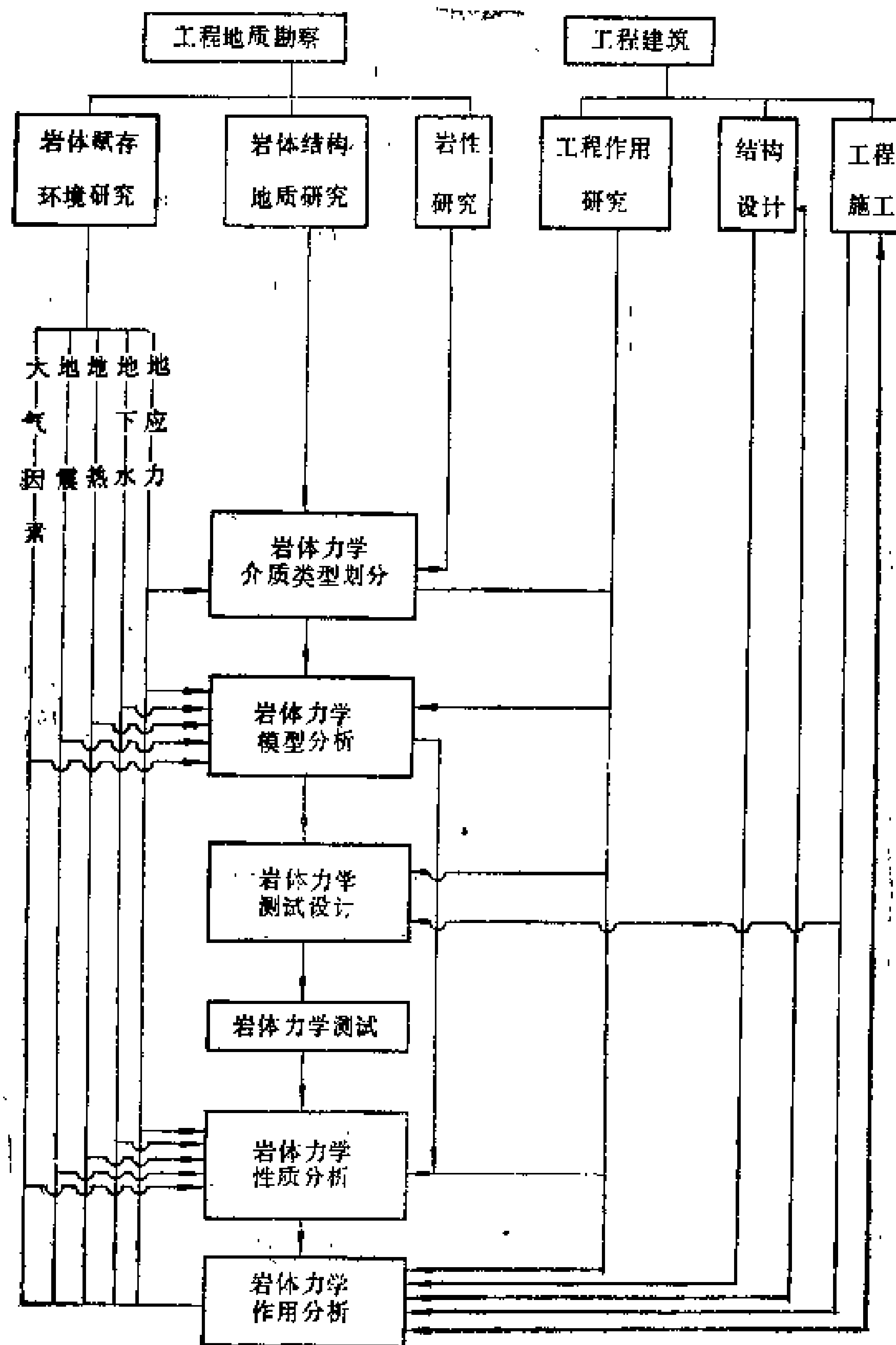


图 3.1.1　岩体力学工作程序

同，因此传播应力、变形和破坏机理也不同。如块裂结构岩体受力作用时其变形和破坏主要沿软弱结构面产生，也就是说，软弱结构面是块裂结构岩体变形和破坏的控制因素。板裂结构岩体变形和破坏与块裂结构岩体有同有异。相同之处在于板裂结构岩体变形和破坏也受软弱结构面控制，而不同之处在于它除了受软弱结构面控制之外，有时还受贯通性坚硬结构面控制，而更重要的是它的变形和破坏除了受结构面控制外，还受板状结构体特征控制。这也是板裂结构岩体与所有其它结构类型岩体变形、破坏不同之处。碎裂结构岩体是比较复杂的，它的变形和破坏机理密切与环境应力水平有关。在低环境应力水平条件下，如 $\sigma_3 \leqslant \frac{1}{2}\sigma_c$ 时，结构面对岩体变形和破坏具有控制作用；在高环境应力水平条件下，如 $\sigma_3 \geqslant \frac{1}{2}\sigma_c$ 时，结构面对岩体变形不具有控制作用，这时碎裂结构岩体变形和破坏机理发生了转化，转化为与完整结构岩体相同。显然，岩体变形和破坏机理的异同是划分岩体力学介质的基本依据。而岩体变形和破坏机理主要受岩体结构及环境应力状况控制，显然岩体结构及环境应力状况可以作为划分岩体力学介质的直接指标。据此，著者于1976年提出岩体可划分为四种力学介质(孙广忠，1978a)，即完整体、碎裂体、散体及块裂体。1979年对这一划分方案作了进一步修正，将岩体概括为三种力学介质，即连续介质、碎裂介质及块裂介质(孙广忠，1980c)。散体结构岩体粗碎屑部分包括在碎裂介质内，细粒部分包括在连续介质内。经过近五年的研究，著者发现岩体还有一种分布极广、极为常见的岩体结构，即由层间错动带所分隔的，由比较坚硬的骨架层组成的板裂结构。这种岩体结构在岩体变形和破坏上具有独特的规律，即它遵循着结构力学法则，柱、梁和板的结构力学理论为解决这类课题提供了恰当的力学工具，随此，著者于1984年在全国第二届工程地质大会上提出，岩体可划分为块裂、板裂、碎裂及连续介质四种力学介质(孙广忠、张文彬，1985)。著者认为，这种岩体力学介质的抽象基本上概括了岩体力学作用的一般规律，为建立完整的“岩体结构力学”体系奠定了基础。这四种岩体力学介质划分方案示于表3.1.1中。各种岩体力学介质的基本特性综合于表3.1.2。

表 3.1.1　岩体力学介质划分方案

(孙广忠、张文彬，1985)

岩体结构 / 赋存条件	完整结构	散体结构		碎裂结构	板裂结构	块裂结构
		细碎屑	粗碎屑			
低地应力 $\left(\sigma_3<\frac{1}{2}\sigma_c\right)$	连续介质		碎裂介质		板裂	块裂
高地应力 $\left(\sigma_3>\frac{1}{2}\sigma_c\right)$	连续介质				介质	介质

岩体力学介质类型划分是整个岩体力学研究的基础，而对岩体力学分析来说更为重要。岩体力学介质类型划分正确与否对整个岩体力学工作成效具有决定性作用。例如，本来所研究的岩体属于块裂介质岩体，工作比较简单；如被误认为是碎裂介质岩体，做了大

表 3.1.2 各种力学介质岩体特性

	连续介质	碎裂介质	板裂介质	块裂介质
岩体结构	1.完整结构 2.高地应力下散体结构及碎裂结构	低地应力条件下碎裂结构及粗碎屑散体结构	板裂结构 部分碎裂结构	块裂结构
地应力传播机制	连续传播	结构体压缩结构面摩擦	结构体传播 结构面摩擦	结构体及软弱结构面
岩体变形机制	结构体压缩及剪切为主	结构体{压缩、剪切} 结构面{闭合、滑移}	结构体横向弯曲及纵向缩短	沿结构面滑移
岩体破坏机制	材料的张及剪破坏	沿结构面滑动、结构体滚动、结构体张及剪破坏	弯折、溃屈、倾倒滑动	沿软弱结构面滑动
岩体力学性质控制因素	材料及环境因素	材料、结构效应及环境因素效应	软弱结构面及结构体刚度	软弱结构面
岩体力学性质研究方法	典型地质单元三轴力学试验及尺寸效应	岩块三轴试验、尺寸和围压效应	软弱结构面力学性质及弹性模量	软弱结构面力学性质及爬坡角理论
岩体力学分析方法	连续介质岩体力学	碎裂介质岩体力学	板裂介质岩体力学	块裂介质岩体力学

量的试验和力学分析，而结果答非所问，所得到的结果还是错误的。又如，本来是板裂介质岩体，而被误认为是块裂介质或碎裂介质岩体，其工作结果也必然是错误的。而这种情况经常发生。结果不仅会造成浪费和返工，严重的有可能导致工程失败。

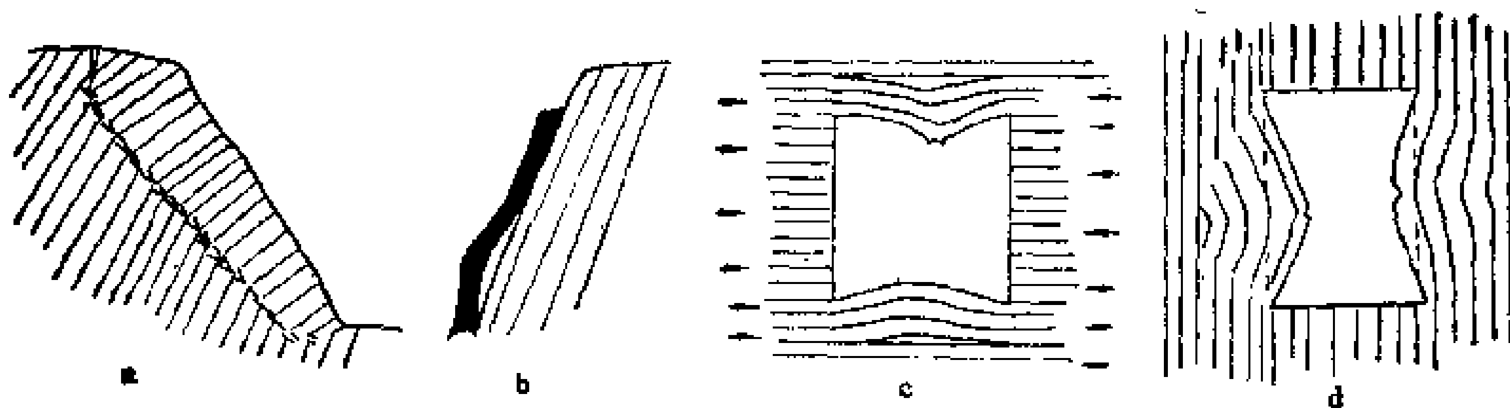


图 3.1.2 板裂介质岩体可能出现的力学模型

岩体力学介质是在于一般意义上来研究岩体力学作用规律，借以进行岩体力学研究工作设计。而岩体工程是具体的。当岩体力学介质与不同的岩体工程相结合时，将出现各种各样的力学模型。岩体力学模型是岩体力学计算的草图。以板裂介质岩体为例，如图 3.1.2 所示，当岩体为倾斜的，在河道两岸形成的边坡，一岸可出现倾倒变形(图 3.1.2 a)，另一岸则可出现溃屈破坏(图 3.1.2 b)；而在地下洞室有的顶、底板呈现为板的弯曲（图 3.1.2c)，有时出现边墙溃屈（图 3.1.2 b)。三种力学模型迥然不同。倾倒变形系梁板弯曲模型，溃屈系板柱弹性稳定性模型，而顶、底板弯曲系梁板力学模型。岩体力学模型是多种多样的，它必须与具体的岩体工程相结合才能确定。岩体力学模型确定后才能进行岩体力学计算分析。从这种意义来说，岩体力学分析应分为两个大的步骤，即

(1) *地质分析*　分析地质模型、判断岩体力学介质，确定岩体力学模型属于这一步。

(2) *数学力学分析*　进行变形、破坏计算，给出定量评价资料，这是第二步。显然，岩体力学分析绝不是简单的数学力学计算，如果没有地质分析作基础，岩体力学分析很难取得成效。

二、连续介质岩体力学

(一) 连续介质岩体的地质特征

随着采矿、土木工程事业的发展，提出了愈来愈多的与岩体变形和破坏有关的问题，要求工程技术人员作出回答。在对岩体基本特性还没有深入研究的情况下，简单地把岩体看作是岩石材料，把材料力学中发展起来的连续介质力学理论直接加以引用。这些理论和岩体的实际多半是脱节的，用这些理论去解决岩体力学作用问题实际成效甚少。这里有两重含意，第一是说在岩体力学发展的早期，对岩体基本力学性质缺乏研究的情况下，把岩体力学作用全部视为连续介质力学作用，是不完全符合实际的；第二是说，用连续介质力学办法解决岩体力学问题成效甚少，但不是没有，而是还有一些。其所以有一些成效，说明有一些岩体还是具有连续介质力学特性。著者提出岩体可划分为四种力学介质，连续介质是其中的一种。同时也指出过，岩体与一般连续介质是不同的，它不是无条件的具备连续介质特性的。可以说，没有哪一个岩体不受结构面切割的，但是，在下面三种情况下它具有连续介质特性：

(1) 结构面不连续延展，切割不成分离的结构体，而具有完整结构岩体的特征。

(2) 碎裂结构岩体在较高的围岩压力下结构面闭合，在摩擦作用下，使之在传递应力或变形、破坏过程中结构面不起主导作用。

(3) 在人工改造作用下使其结构面人工愈合，碎裂结构岩体变为完整结构岩体。

由此可见，在把岩体作为连续介质岩体进行力学研究之前，首先必须鉴别它是不是具有连续介质条件。这是连续介质岩体力学与一般连续介质力学的不同之处。

岩体不仅在力学介质上可以转化，而且其变形和破坏机制随着围岩压力的变化也发生转化，在变形上由弹性向塑性转化，具有明显的流变特性；在破坏上可由脆性破裂转变为柔性破坏。在这方面，它与一般连续介质材料有着许多相同之处。但是岩体变形和破坏机制转化是在压应力作用下产生的。在拉应力作用下它的破坏机制主要为脆性，岩体是不抗拉的，这表明连续介质岩体力学与一般的连续介质材料力学有同有异。在压应力作用下基本相同；在拉应力作用下大不相同，特别是由碎裂结构岩体转化来的连续介质岩体，只要其围压一降低就又转化为碎裂介质岩体。它不是真连续介质，而是似连续介质。为了简便和遵重习惯，故还是笼统地叫做连续介质岩体。

上面曾指出过连续介质岩体有三种类型，即

(1) 完整结构岩体；

(2) 碎裂介质转化成的；

(3) 人工改造成的。

实际上问题是比较复杂的。在岩体中真正原生完整结构岩体是很少的。除非工程规模很小，节理极稀疏，外载作用影响区产生的应力泡远远小于稀疏节理切割成的结构体尺寸，但一般这是极少见的。而比较多见的则为在充填胶结次生作用下使结构面愈合，从而使碎裂岩体转化为连续介质岩体。其胶结物主要为后期岩浆、变质分泌及溶析产生的硅质、铁锰质、钙质以及部分粘土质材料，这种现象极为常见。特别是在灰岩、石英岩地区更为常见。在这种后期愈合作用下形成的岩体是一种较常见的完整结构型连续介质岩体。和上述作用相类似的，经过人工改良，如固结灌浆、硅化固结等措施，使岩体内裂隙面愈合，增强岩体的完整性，使其变成完整结构岩体的一类也属于一种连续介质岩体。实际上，上述两种类型的连续介质岩体还是比较少见的。在自然界遇见比较多的连续介质岩体是在围压作用下，经过结构面摩擦作用而形成的在传递应力作用上具有连续特征的连续介质岩体。

围压作用下使岩体具有的连续性有两种情况。一种是在结构面摩擦作用下，在一定的应力范围内岩体内应力传递具有连续性。这种情况下，在研究岩体变形时可以作为连续介质处理。图 3.2.1 为关于这一机制的模型试验实例，实验材料为硬质笨板。笨板间的摩擦系数为 $f = 0.9$，$c = 0.022$ MPa，在平面应力条件下，$\sigma_1 = 0.4$ MPa，$\sigma_3 = 0.19$MPa 时的模型变形曲线。这一资料有力地证明了上述理论。第二种情况是当围压继续增高时，结构面力学效应完全消失，结构面不仅在应力传播上不起作用，而在岩体破坏机制上亦不起作用，构成了破坏机制的转化。这种转化受两种重要成分控制，即岩性和地应力。据此，我们认为在判断岩体力学介质特征而进行的地质工作必须包括下述三个方面工作：

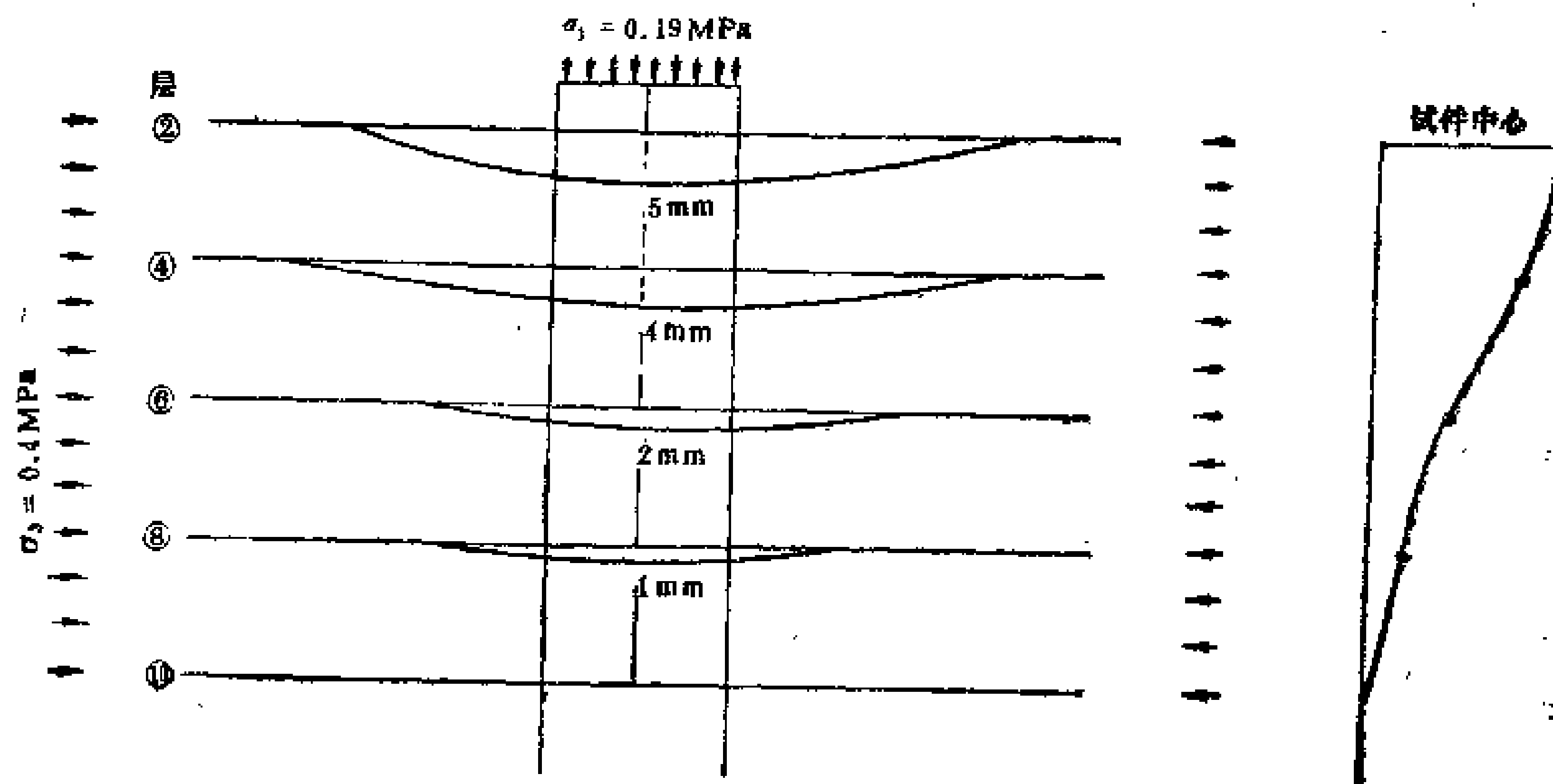


图 3.2.1 在围压作用下碎裂结构岩体连续变形

(1) 查明岩体内结构面发育状况；

(2) 对岩性所控制的力学性质作出符合实际的研究；

(3) 必须查明岩体内应力分布情况。

在研究连续介质岩体特性时，除必须查明为判断岩体连续性必需的资料外，还需要对与岩体的均匀性、各向异性等有关的岩相特征做工作。

（二）连续性条件

任何物体都是有结构的，结构单元间联结特征决定着物体的物理力学性能。通常把结构单元间直接由分子引力或离子引力联结起来的物质视为连续介质。这种物质变形前是连续的，变形过程中仍保持为连续的。在数学上其应力分布和变形发展可以用连续性函数描绘，即在进行数学力学分析时，必须满足变形协调方程。也就是说，描述物体变形的六个应变分量 $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$ 之间必须保持相容协调关系，才能保证应力、应变连续性。这种关系共有六个，即

（1）在同一平面内应变分量之间必须保持下列关系

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial^2\varepsilon_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varepsilon_y}{\partial x^2}&=\frac{\partial^2\gamma_{xy}}{\partial x\partial y}\\ \frac{\partial^2\varepsilon_y}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\varepsilon_z}{\partial y^2}&=\frac{\partial^2\gamma_{yz}}{\partial y\partial z}\\ \frac{\partial^2\varepsilon_z}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varepsilon_x}{\partial z^2}&=\frac{\partial^2\gamma_{zx}}{\partial z\partial x}\end{aligned}\right\} \tag{3.2.1}$$

（2）在不同平面内应变分量之间必须保持下列关系

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\gamma_{yz}}{\partial x}+\frac{\partial\gamma_{zx}}{\partial y}+\frac{\partial\gamma_{xy}}{\partial z}\right)&=\partial\,\frac{\partial^2\varepsilon_z}{\partial x\partial y}\\ \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\gamma_{zx}}{\partial y}+\frac{\partial\gamma_{xy}}{\partial z}-\frac{\partial\gamma_{yz}}{\partial x}\right)&=\partial\,\frac{\partial^2\varepsilon_x}{\partial y\partial z}\\ \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\gamma_{xy}}{\partial z}+\frac{\partial\gamma_{yz}}{\partial x}-\frac{\partial\gamma_{zx}}{\partial y}\right)&=\partial\,\frac{\partial^2\varepsilon_y}{\partial z\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{3.2.2}$$

应当注意，变形协调方程只能保证数学分析过程中各应变分量之间不要产生矛盾，而不能

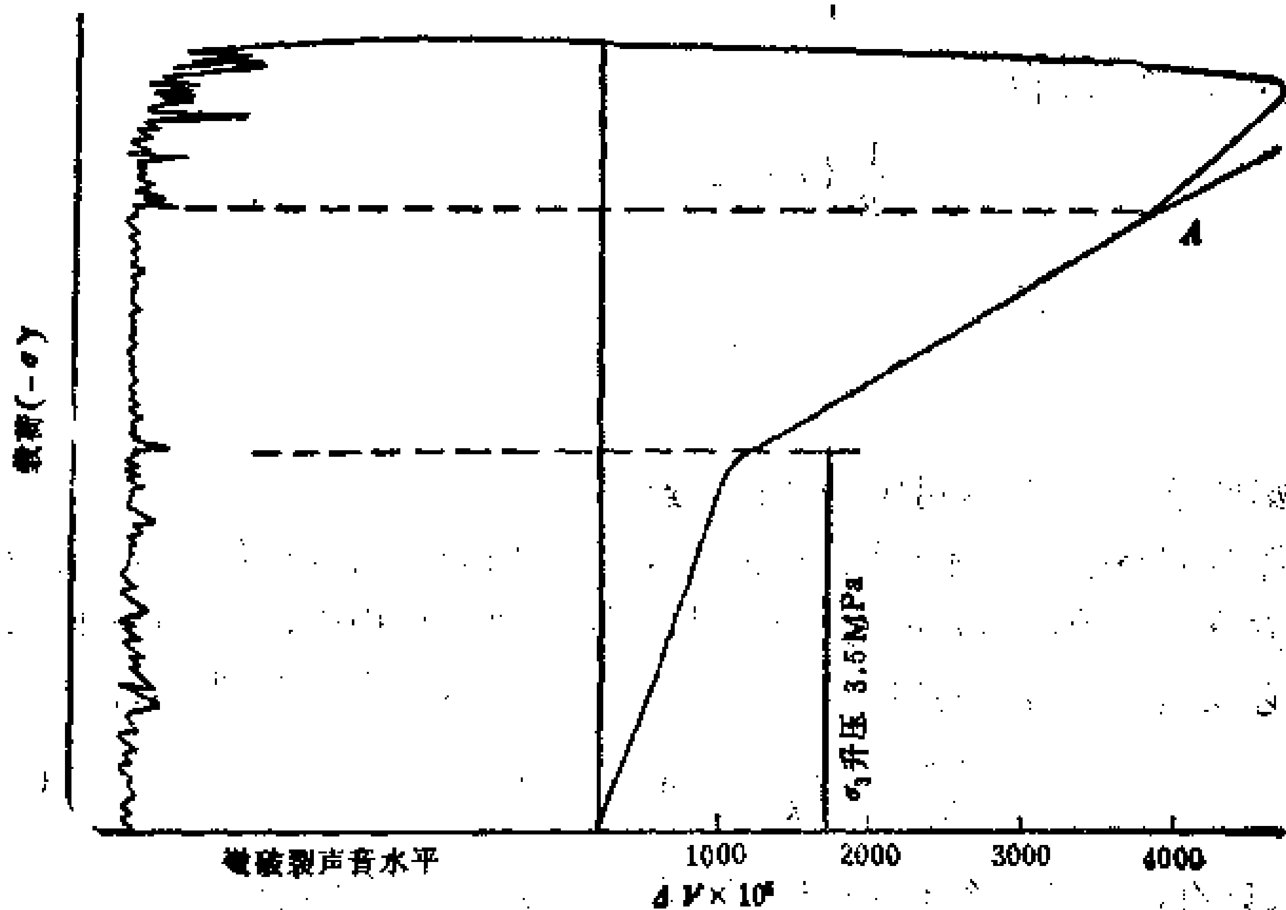


图 3.2.2 岩块体积变形曲线与破坏时微震关系

保证岩体在变形发展过程中是否是连续的。为了保证岩体在变形过程中仍为连续的这一条件，尚必须满足变形过程中岩体内不产生裂隙和位置相对错动。

如图 3.2.2 所示，在外力作用下连续介质材料产生裂隙或空隙的重要标志之一是在加载过程中出现有体积膨胀现象。声发射监测结果表明，当载荷水平到达 A 点时，材料便出现有裂隙，但这种裂隙没有使材料内产生空隙，不影响到材料的连续性。当载荷达到 B 点时，材料内裂隙迅速增长和开裂，材料内开始出现空隙。因为在轴向压力作用下侧向变形与轴向变形反向，故体积压缩为正值，而膨胀则为负值。不产生膨胀的条件是

$$\frac{\Delta v}{\Delta P}=0 \tag{3.2.3}$$

或

$$\frac{\partial\theta}{\partial\sigma}=0 \tag{3.2.4}$$

式中 θ 为体积应变率。

$$\theta=\varepsilon_z+\varepsilon_x+\varepsilon_y=\frac{\partial w}{\partial z}+\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y} \tag{3.2.5}$$

将式 (3.2.5) 代入式 (3.2.4)，得

$$\frac{\partial}{\partial\sigma}(\varepsilon_x+\varepsilon_y+\varepsilon_z)=\frac{\partial}{\partial\sigma}\left(\frac{\partial w}{\partial z}+\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)=0 \tag{3.2.6}$$

式 (3.2.6) 便是连续介质岩体不产生裂隙或空隙的物理力学判据。

对不可压缩的虎克体来说

$$\theta=\varepsilon_z-2\mu\varepsilon_z \tag{3.2.7}$$

$$\varepsilon_z=\frac{1}{E}\sigma_z \tag{3.2.8}$$

$$\theta=\frac{1}{E}\sigma_z(1-2\mu) \tag{3.2.9}$$

将式 (3.2.9) 代入式 (3.2.6)，得

$$\frac{1}{E}(1-2\mu)\geqslant 0 \tag{3.2.10}$$

即

$$\mu\leqslant\frac{1}{2}$$

式 (3.2.10) 既是塑性条件，又是不可压缩材料的连续性条件。

上述两个条件对完整结构岩体来说是成立的，而对由碎裂结构转化形成的连续介质岩体来说仍不够充分。因为这类岩体的变形不只是由岩块变形构成，还有结构面变形成分参加，所以，还必须满足碎裂结构岩体转化为连续介质岩体的连续性判据，即

$$\frac{\partial w}{\partial x}b\leqslant\frac{1}{K_s}(\sigma_x\operatorname{tg}\phi_i+C_i) \tag{3.2.11}$$

对岩体来说，只有在上述三个条件保证下连续介质力学方程才真正有效。

连续介质力学方程求解是相当困难的。对一些简单的力学模型可以用解释法求解，而

对比较复杂的力学模型来说，解释法是十分困难的。这时可以采用数值法。总起来说，分析连续介质岩体中地应力的方法有四种：

(1) 解连续介质力学微分方程；

(2) 采用应力函数寻求应力方程；

(3) 利用计算工具寻求微分方程的近似计算值；

(4) 利用离散法做有限元分析。

不论用上述哪一种方法，其结果正确与否极大程度上控制于对岩体力学模型、变形及破坏机制判断的正确性，以及对岩体赋存条件和岩体力学性质掌握的程度。

（三）与力学分析有关的几个概念

目前岩体力学分析常称为岩体稳定性分析，即分析岩体在环境应力改变时能否产生破坏，这无疑是重要的。许多情况下，岩体并不一定产生破坏，而由于变形过大或不均匀导致工程破坏。在这种情况下则要求进行变形分析。目前较多的是做弹性变形分析。今天，经常遇到流动变形，因此要求进行流动变形分析。流动变形分析是比较复杂的，尤其是在具有各向异性条件下，因岩体结构不同，故本构方程大不一样。如在平卧层状岩体内开挖隧道时，垂直于洞顶和洞底方向岩体变形的本构方程服从于 Maxwell 方程，而垂直于洞壁方向岩体变形本构方程服从于 Kelvin 方程。显然，仅用一种本构方程计算隧道周边变形是不合适的。

此外，就稳定性分析来说也有问题。控制稳定性分析结果的破坏判据也不一样。在破坏分析中常常要求给出破坏范围，以便确定围岩加固处理范围。而破坏范围计算结果与破坏判据有关。如脆性破坏；破坏半径为

$$b = a\left[\frac{\alpha_0 - 1}{1 + \alpha} \cdot \frac{2P_3 - \sigma_c + 2\sigma_{c0}}{\sigma_{c0}} + 1\right]^{\frac{1}{\alpha_0 - 1}} \tag{3.2.12}$$

式中取原岩破坏判据为 $[\sigma_1] = \alpha\sigma_3 + \sigma_c$，破坏后的残余强度为 $[\sigma_1]_0 = \alpha_0\sigma_3 + \sigma_{c0}$。如果是柔性破坏，其原岩破坏判据为

$$[\sigma_1] = \frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi}\sigma_3 + \frac{2c\cos\phi}{1 - \sin\phi} \tag{3.2.13}$$

而破坏后的残余强度仍为

$$[\sigma_1]_0 = \frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi}\sigma_{3c} + \frac{2C_0\cos\phi}{1 - \sin\phi} \tag{3.2.14}$$

而其破坏半径为

$$b = a\left[\frac{1 - \sin\phi}{C\cot\phi}(P_3 + C\cot\phi)\right]^{\frac{1-\sin\phi}{2\sin\phi}} \tag{3.2.15}$$

这两者的差别主要在于：脆性破坏具有明显的应力降；而柔性破坏没有应力降，故 C 和 ϕ 相同。实际上这是人为的概念。在岩体力学分析中必须认识研究岩体破坏的应力-应变过程，绝不能主观臆造。破坏判据参数取值对破坏半径分析结果影响极大。以柔性破坏为例，如果 $C \doteq 0$，则破坏半径 $b \to \infty$。而实际上 C 值是否为零，必须认真研究。

岩体力学研究的最终任务是预测工程稳定性，其中包括岩体工程稳定性。在稳定性

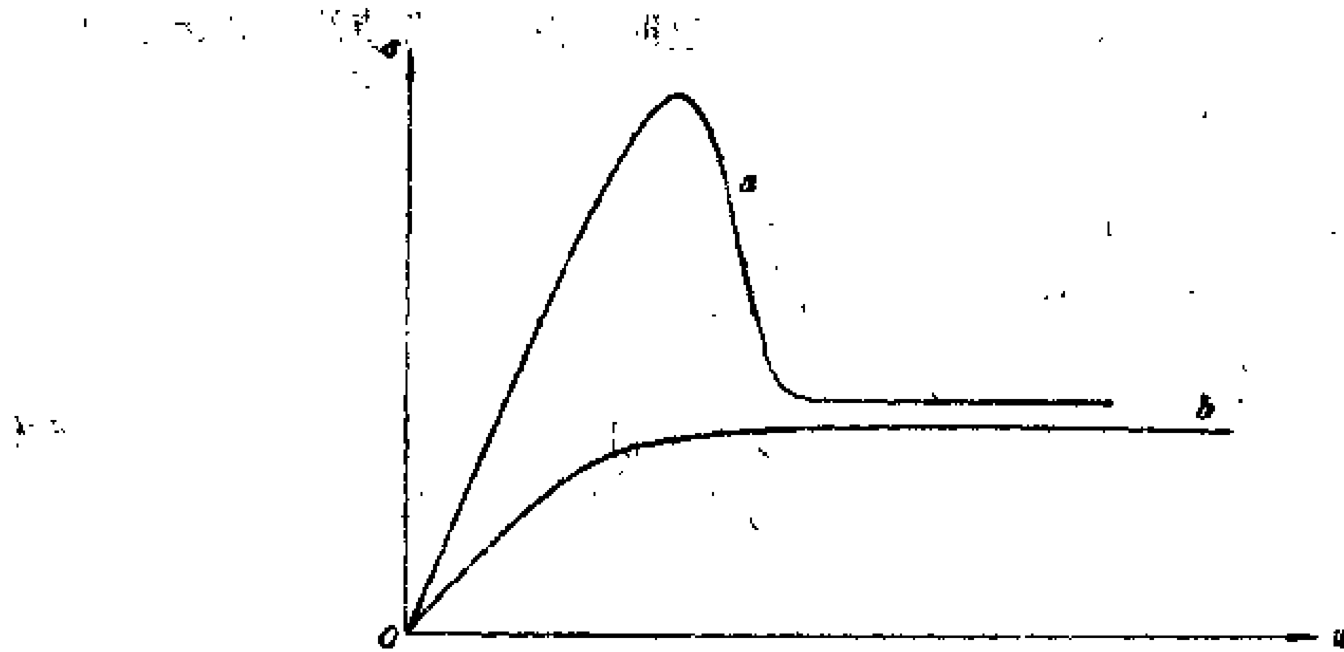


图 3.2.3 岩体破坏力学模型
a. 脆性破坏；b. 柔性破坏

分析基础上寻求防治不稳定岩体的加固措施。岩体工程稳定是相对的。岩体工程稳定性的基本标志是岩体变形程度。岩体破坏是岩体变形发展的特殊阶段。科学的岩体工程稳定性判据应是

$$K=\frac{[u_0]}{u} \tag{3.2.16}$$

式中K为稳定性系数；u为工程建筑引起的环境载荷作用下产生的变形量；$[u_0]$为工程允许的变形量。有时也用

$$K'=\frac{[\sigma_0]}{\sigma} \tag{3.2.17}$$

表示岩体稳定性。$[\sigma_0]$为岩体允许承载力，σ为岩体在工程作用下引起的环境载荷作用下产生的应力。公式(3.2.16)常用于判别强度相当高，不可能产生破坏，但是在工程载荷作用下产生较大的变形的岩体稳定性。对不允许产生大变形的工程来说，如拱坝坝肩，这是一个十分重要的问题。对另一些工程来说，如矿山工程，允许产生一定量的变形，只要变形不影响生产活动则是允许的；但它也有一个限度，这类问题主要产生在软弱岩体工程内。

对工程建筑来说，坚硬岩体的变形主要是瞬时变形，时间效应较少。其变形的物理力学方程主要为线性的虎克方程。而对软弱岩体来说，时间效应是不容忽视的，流动变形十分显著，且常导致岩体破坏，故在进行岩体力学分析时，首先要进行岩体变形特征分析，以便确定力学模型，选择计算方法。一般来说有三种情况：

(1) 在进行岩体力学分析时，首先应采用极限平衡理论，分析其破坏可能性。如出现破坏现象，下一步任务应转向研究防治破坏措施方面去。如不出现破坏现象，则应进一步研究其变形问题。

(2) 以弹性变形为主。岩体在载荷作用下其工程寿命时间内不产生显著的流动变形，这样在岩体力学分析时可不考虑时间效应。

(3) 对一些软弱岩体，如粘土岩、盐岩、断层破碎带、强风化带等必须注意研究其流动

变形，即时间效应问题。对工程影响来说，研究流动变形时必须考虑两种情况：

1）在工程寿命时间内流动变形发展能否威胁着工程运转，即能否超过工程允许变形，这个问题比较好解决，只要能掌握岩体力学模型和变形的物理力学规律，岩体力学分析结果还是能比较符合实际的。

2）岩体变形发展到一定程度后，可能引起岩体破坏。由于对流动变形的破坏判据不清楚，这个问题是不好解决的。这里要求必须给出流动极限变形判据。这是目前还很少研究的一个问题。

根据岩体力学分析中所涉及的问题，岩体力学分析工作必须按如下程序开展：

（1）检核岩体破坏情况；

（2）估算岩体弹性变形规模；

（3）估算岩体流动变形进展情况，进行岩体力学综合评价。

（四）岩质地基变形分析

对岩石来讲，一般承受地基的承载力应该是绰绰有余的。实际上并不尽然。随着工程建筑规模发展，建筑物对地基的要求愈来愈高。如不久的将来水坝坝高将达 300—500 m，对坝基要求十分严格。又如，百层高楼的地基、缆车索桥的镇墩地基以及大型桥梁地基等要求愈来愈高。这类问题应该引起重视。

关于连续介质岩体中，应力分布、变形分析及破坏条件分析与一般连续介质材料并无特殊之处。不同之处在于变形本构方程及破坏判据。此外无它。兹将几个最简单的课题作概念性讨论，以窥一斑。

1. 集中力作用下地基内应力分布

地基内应力分量分别为

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_z &= \frac{3P}{2\pi}\cdot\frac{z}{R^5}\\
\sigma_y &= \frac{3P}{2\pi}\left[\frac{y^2z}{R^5}+\frac{1-2\mu}{3}\left\{\frac{1}{R(R+z)}+\frac{(2R+z)y^2}{(R+z)^2R^3}-\frac{z}{R^3}\right\}\right]\\
\sigma_x &= \frac{3P}{2\pi}\left[\frac{x^2z}{R^5}+\frac{1-2\mu}{3}\left\{\frac{1}{R(R+z)}+\frac{(2R+z)x^2}{(R+z)^2R^3}-\frac{z}{R^3}\right\}\right]
\end{aligned}\right\}\qquad(3.2.18)$$

$$R=(x^2+y^2+z^2)^{\frac{1}{2}}\qquad(3.2.19)$$

2. 压缩变形 W 与应力关系

三维应力状态下

$$\frac{\partial W}{\partial z}=\varepsilon_z=\frac{1}{E}\{\sigma_z-\mu(\sigma_x+\sigma_y)\}+\varepsilon_{jo}\left(1-e^{-\frac{\sigma_z}{E_j\mu i_o}}\right)\qquad(3.2.20)$$

平面应变或双轴应变状态下，即 $\varepsilon_x=0$

$$\frac{\partial W}{\partial z}=\varepsilon_z=\frac{1}{E}[(1-\mu^2)\sigma_z-\mu(1+\mu)\sigma_y]+\varepsilon_{jo}\left(1-e^{-\frac{\sigma_z}{E_j\mu i_o}}\right)\qquad(3.2.21)$$

在研究条形基础下地基变形时，经常用到平面应变条件。

3. 距集中力 P 作用点 R 处垂直变形

如果岩体变形服从于虎克法则

$$W_{z}=\frac{(1+\mu)}{2\pi E}P\left[\frac{z^{2}}{R^{3}}+\frac{2(1-\mu)}{R}\right] \tag{3.2.22}$$

当 $z=0$，地表变形为

$$W_{z=0}=\frac{P(1-\mu^{2})}{\pi ER} \tag{3.2.23}$$

如果岩体变形中含有结构面变形成分时，

$$W_{z}=\frac{1+\mu}{2\pi E}P\left[\frac{z^{2}}{R^{3}}+\frac{2(1-\mu)}{R}\right]+\varepsilon_{jo}\int_{0}^{z}\left(1-e^{-\frac{\sigma_{z}}{E_{j}\varepsilon_{jo}}}\right)zdz \tag{3.2.24}$$

4. 圆形基础下地基表面变形

(1) 柔性基础——均布荷载　当基础的弹性模量小于或等于岩体弹性模量，基础厚度小于特征尺寸一定值时，便属于柔性基础。基础传递到岩体上的载荷属于均匀载荷，此时，基础下地基表面变形：

对中心

$$W_{\substack{z=0\\(0)}}=\iint\frac{1-\mu^{2}}{\pi Er}prd\theta dr=\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{r}\frac{1-\mu^{2}}{\pi E}d\theta dr=2\frac{1-\mu^{2}}{E}rp \tag{3.2.25}$$

对周边任一点

$$W_{\substack{z=0\\(r)}}=\frac{4}{\pi}\frac{1-\mu^{2}}{E}rp \tag{3.2.26}$$

(2) 刚性基础——均布变形　当基础的弹性模量大于岩体弹性模量一个数量级、基础厚度大于基础特征尺寸一定比例，如 $h>\frac{1}{3}L$ 时，则基础可视为刚性基础。在这种情况下，地基表面分布应力为

$$P(x,y)=\frac{p_{m}}{2\sqrt{1-\frac{\rho^{2}}{r^{2}}}} \tag{3.2.27}$$

式中 p_m 为基础表面平均作用力；r 为圆形刚性基础半径；ρ 为由基础中心到任一处半径。地基表面平均变形为

$$W_{\substack{z=0\\(m)}}=\frac{\pi}{4}\frac{(1-\mu^{2})}{E}Dp \tag{3.2.28}$$

或

$$W_{\substack{z=0\\(m)}}=\frac{\pi(1-\mu^{2})}{2E}rp \tag{3.2.29}$$

由于基础边上出现应力集中，因此从理论上来说将出现破坏区。实际上，基础边部应力集中系数一般为 6—8，显然，对岩体破坏来讲，其稳定性系数最小值为

$$K_{min}=\frac{\sigma_c}{8p_m} \tag{3.2.30}$$

5.矩形基础下地基表面变形

如图 3.2.4 所示，在均布荷载情况下，在基础中心下任一点处应力为

$$\sigma_z=\frac{2p}{\pi}\left[\frac{l_1b_1z}{D}\times\frac{l_1^2+b_1^2+2z^2}{D^2z^2+l_1^2b_1^2}+\arcsin\left(\frac{l_1b_1}{\sqrt{(l_1^2+z^2)(b_1^2+z^2)}}\right)\right] \tag{3.2.31}$$

基础下地面上任一点应力

$$\sigma_{z=0}=\frac{2p}{\pi}\left[\frac{l_1^2+b_1^2}{l_1^2b_1^2}+\arcsin\frac{l_1b_1}{l_1b_1}\right]=\frac{2p}{\pi}\left[\frac{l_1^2+b_1^2}{l_1b_1}+\frac{\pi}{2}\right] \tag{3.2.32}$$

在基础内或外任一点的下沉变形为

$$\begin{aligned}W_{(x,y)}=\frac{(1-\mu^2)p}{\pi E}\Bigg\{&(b_1-y)\\&\times\ln\frac{\sqrt{(l_1-x)^2+(b_1-y)^2}+(l_1-x)}{\sqrt{(l_1+x)^2+(b_1-y)^2}-(l_1+x)}\\&+(b_1+y)\ln\frac{\sqrt{(l_1-x)^2+(b_1+y)^2}+(l_1-x)}{\sqrt{(l_1+x)^2+(b_1+y)^2}-(l_1+x)}\\&+(l_1-x)\ln\frac{\sqrt{(l_1-x)^2+(b_1-y)^2}+(b_1-y)}{\sqrt{(l_1-x)^2+(b_1+y)^2}-(b_1+y)}\\&+(l_1+x)\ln\frac{\sqrt{(l_1+x)^2+(b_1-y)^2}+(b_1-y)}{\sqrt{(l_1+x)^2+(b_1+y)^2}-(b_1+y)}\end{aligned} \tag{3.2.33}$$

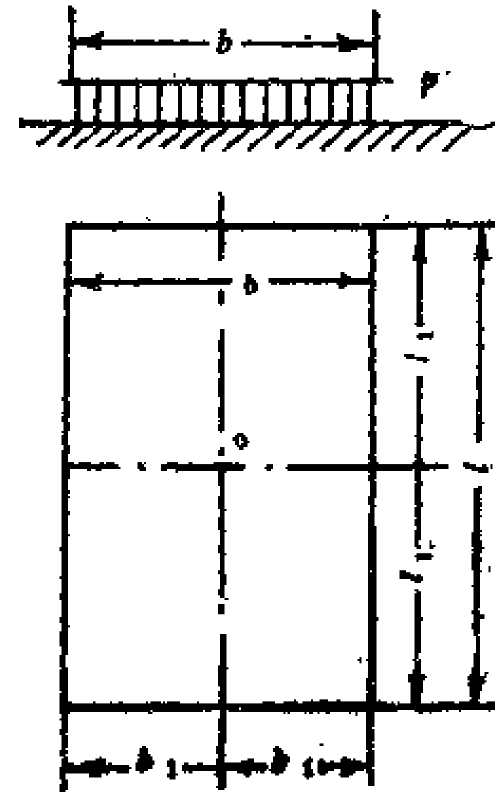


图 3.2.4 矩形基础变形计算草图

如果基础为方形的，即 $l_1=b_1=b$，则基础中心点 ($x=0$, $y=0$) 地基表面变形为

$$\begin{aligned}W_{\substack{z=0\\(0)}}=\frac{(1-\mu^2)p}{\pi E}\Bigg[&b\ln\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}+b\ln\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}+b\ln\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}\\&+b\ln\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}\Bigg]=\frac{7(1-\mu^2)}{\pi E}pb,\end{aligned} \tag{3.2.34}$$

角点处，即 $x=y=b$

$$W_{\substack{z=0\\(x=y=b)}}=\frac{(1-\mu^2)}{\pi E}p\cdot 4b\ln\frac{1}{\sqrt{2}-1}=3.5\times\frac{1-\mu^2}{\pi E}bp \tag{3.2.35}$$

边的中点处，即 $x=b$, $y=0$ 处

$$\begin{aligned}W_{\substack{z=0\\(y=0,x=b)}}&=\frac{1-\mu^2}{\pi E}p\left[b\ln\frac{1}{\sqrt{5}-2}+b\ln\frac{2}{\sqrt{5}-2}+2b\ln\frac{\sqrt{5}+1}{\sqrt{5}-1}\right]\\&=4.54\times\frac{(1-\mu^2)}{\pi E}bp,\end{aligned} \tag{3.2.36}$$

6. 条形基础下地基表面变形

(1) 单宽条形基础下地基表面变形　这种情况属于平面课题，即

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_x &= 0 \\ \sigma_x &= \mu(\sigma_y + \sigma_z) \end{aligned}\right\} \tag{3.2.37}$$

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \varepsilon_z = \frac{1}{E}\left[(1-\mu^2)\sigma_z - \mu(1+\mu)\sigma_y\right] \tag{3.2.38}$$

将 σ_z 及 σ_y 代入，积分得

$$W = \frac{(1+\mu)p}{2\pi E}\left[\frac{y^2}{R^3} + \frac{3(\mu-1)}{R} - \frac{\mu(1-2\mu)}{y^2}(R-z)\right] + f(y) \tag{3.2.39}$$

令 $z=0$，即地基表面处

$$W_{z=0} = \frac{(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)}{\pi E}\cdot\frac{p}{y} + f(y) \tag{3.2.40}$$

我们知道，$z=0$，$y=\infty$ 处，$W=0$，得 $f(y)=0$，由此得平面应变条件下单宽条形载荷作用对距离为 y 处产生的地面垂直变形为

$$W_{z=0} = \frac{(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)}{\pi E y}p \tag{3.2.41}$$

(五) 均匀应力场内圆形洞室的力学分析

如图 3.2.5 所示，该课题为轴对称平面课题。作为一个示例，我们将以最简单的均质岩体介质讨论下面几个问题：

① 虎克介质岩体内洞室围岩应力分析；
② 虎克介质岩体内洞室围岩稳定性极限平衡分析；
③ 虎克介质岩体的洞室围岩变形分析；
④ 形成有脆性破裂带的洞室围岩应力分析；
⑤ 出现有塑性破坏圈的洞室围岩应力分析；
⑥ 软弱岩体内洞室围岩流动变形分析。

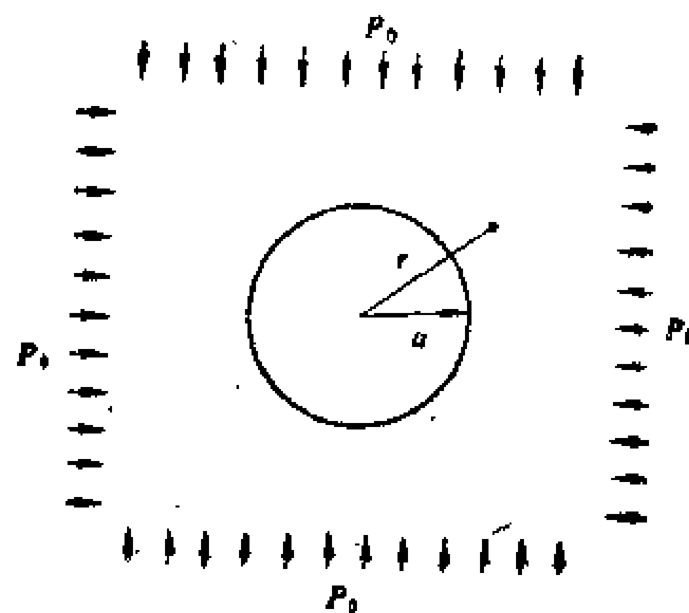


图 3.2.5　均匀应力场内开挖圆形洞室的力学模型

1. 虎克变形体内洞室围岩应力分析及破坏检核

这种变形体的物理力学方程为

$$\left.\begin{aligned}\varepsilon_r &= \frac{1}{E}[\sigma_r - \mu(\sigma_\theta + \sigma_z)]\\ \varepsilon_\theta &= \frac{1}{E}[\sigma_\theta - \mu(\sigma_r + \sigma_z)]\\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E}[\sigma_z - \mu(\sigma_r + \sigma_\theta)]\end{aligned}\right\} \tag{3.2.42}$$

为了简化计算，假定体力为零。如此，其应力平衡方程为

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \tag{3.2.43}$$

对上式微分得

$$r\frac{d^2\sigma_r}{dr^2} + 2\frac{d\sigma_r}{dr} - \frac{d\sigma_\theta}{dr} = 0 \tag{3.2.44}$$

设洞室沿 z 方向无限延长，则此课题为平面应变课题，即 $\varepsilon_z = 0$，由式(3.2.42)三式，得

$$\sigma_z = \mu(\sigma_r + \sigma_\theta) \tag{3.2.45}$$

代入式(3.2.42)

$$\varepsilon_r = \frac{1-\mu^2}{E}\left(\sigma_r - \frac{\mu}{1-\mu}\sigma_\theta\right) \tag{3.2.46}$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{1-\mu^2}{E}\left(\sigma_\theta - \frac{\mu}{1-\mu}\sigma_r\right) \tag{3.2.47}$$

根据变形和位移关系

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r}$$

$$\frac{d\varepsilon_\theta}{dr} = \frac{1}{r}\frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2} = \frac{1}{r}\left(\frac{du}{dr} - \frac{u}{r}\right) \tag{3.2.48}$$

因为

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr}$$

则

$$\frac{d\varepsilon_\theta}{dr} = \frac{1}{r}(\varepsilon_r - \varepsilon_\theta) \tag{3.2.49}$$

将式(3.2.47)微分，得

$$\frac{\partial\varepsilon_\theta}{\partial r} = \frac{1-\mu^2}{E}\left[\frac{\partial\sigma_\theta}{\partial r} - \frac{\mu}{1-\mu}\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}\right] \tag{3.2.50}$$

对比式(3.2.49)，(3.2.50)，得

$$\frac{1-\mu^2}{E}\left(\frac{\partial\sigma_\theta}{\partial r} - \frac{\mu}{1-\mu}\cdot\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}\right) = \frac{1}{r}(\varepsilon_r - \varepsilon_\theta) \tag{3.2.51}$$

将式(3.2.46)及(3.2.47)代入式(3.2.51)，得

$$\frac{\partial \sigma_\theta}{\partial r} - \frac{\mu}{1-\mu}\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = \frac{1}{r}\left(1 + \frac{\mu}{1-\mu}\right)(\sigma_r - \sigma_\theta) \tag{3.2.52}$$

由式(3.2.43)，得

$$\sigma_r - \sigma_\theta = -r\frac{d\sigma_r}{dr}$$

代入式(3.2.52)，得

$$\frac{d\sigma_\theta}{dr} - \frac{\mu}{1-\mu}\frac{d\sigma_r}{dr} = -\left(1 + \frac{\mu}{1-\mu}\right)\frac{d\sigma_r}{dr}$$

整理得

$$\frac{d\sigma_\theta}{dr} + \frac{d\sigma_r}{dr} = 0 \tag{3.2.53}$$

将(3.2.53)代入式(3.2.44)整理，得

$$r\frac{d^2\sigma_r}{dr^2} + 3\frac{d\sigma_r}{dr} = 0 \tag{3.2.54}$$

令 $\frac{d\sigma_r}{dr} = P$，则式(3.2.54)变为

$$\frac{dP}{dr} + \frac{3}{r}P = 0 \tag{3.2.55}$$

积分得

$$\ln P + \ln r^3 + \ln c = 0$$

即

$$P = cr^{-3} \tag{3.2.56}$$

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = cr^{-3} \tag{3.2.57}$$

积分得

$$\sigma_r = \frac{B}{r^2} + A \tag{3.2.58}$$

根据图3.2.5边界条件

$$r = a,\ \sigma_r = 0$$
$$r = \infty,\ \sigma_r = P_0$$

求得

$$A = P_0$$
$$B = -P_0 a^2$$

代入式(3.2.58)，得

$$\sigma_r = P_0\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \tag{3.2.59}$$

代入式(3.2.43)，得

$$\sigma_\theta = P_0\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \tag{3.2.60}$$

由此，我们便得到在均匀地应力场内的连续介质岩体内开挖内径为 a 的洞室时，其围岩内

应力分布公式为

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_r &= P_0\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)\\
\sigma_\theta &= P_0\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right)
\end{aligned}\right\} \tag{3.2.61}
$$

式(3.2.61)的应力特点可用图 3.2.6 表示。

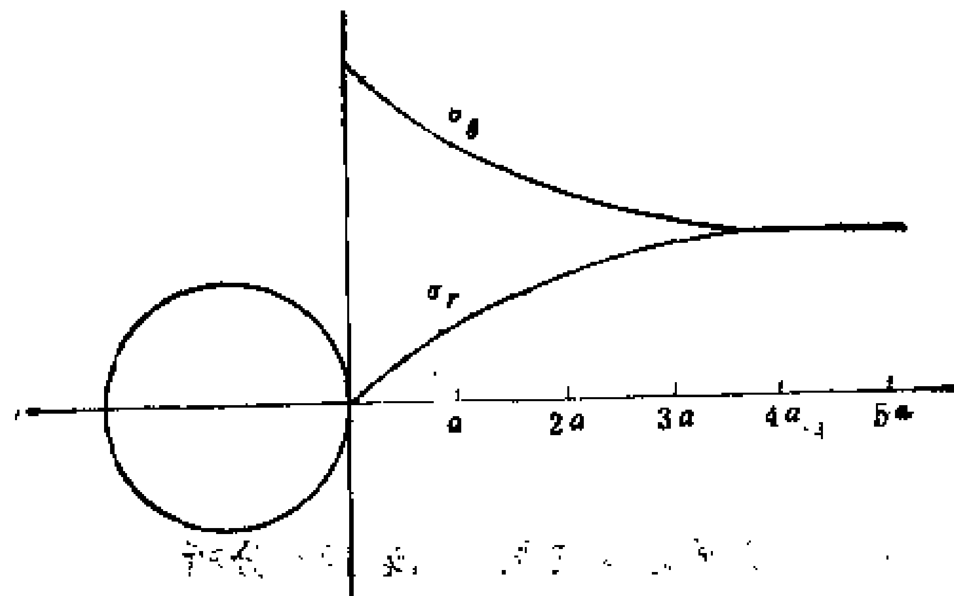


图 3.2.6 均匀应力场内圆形洞室围岩内应力分布理论曲线

如果 $\alpha=1$ 时，则应力影响范围将无限大。

当洞内有内水压力 P_i 时，由于内水压力 P_i 引起的围岩内应力为

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_r &= P_i\frac{a^2}{r^2}\\
\sigma_\theta &= -P_i\frac{a^2}{r^2}
\end{aligned}\right\} \tag{3.2.62}
$$

2. 围岩稳定性极限平衡分析

洞室围岩破坏情况根据图 3.2.6 直观可知，在所研究的该种洞室情况下，破坏从洞室内表面发生。显然

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_1 &= \sigma_\theta = 2P_0\\
\sigma_3 &= \sigma_r = 0
\end{aligned}\right\} \tag{3.2.63}
$$

对脆性破裂来说，洞室内表面的岩体破坏判据为

$$
[\sigma_1] = \alpha\sigma_r + \sigma_c = \sigma_c \tag{3.2.64}
$$

洞壁岩体稳定性系数为

$$
K' = \frac{[\sigma_1]}{\sigma_1} = \frac{\sigma_c}{2P_0} \tag{3.2.65}
$$

从理论上来说，当岩体内地应力大于洞壁岩体抗压强度一半时，开挖洞室时，洞壁岩体就要产生破坏。

对塑性破坏来说，则洞壁岩体破坏判据为

$$[\sigma_1] = \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_r + \frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi}$$

或

$$[\sigma_1] = \frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{3.2.66}$$

洞壁岩体稳定性系数为

$$K' = \frac{[\sigma_1]}{\sigma_1} = \frac{C\cos\phi}{P_0(1-\sin\phi)} \tag{3.2.67}$$

岩体内应力大于

$$\frac{C\cos\phi}{1-\sin\phi}$$

时，洞壁开始出现塑性变形甚至破坏。

3. 虎克介质岩体内洞室围岩变形分析

根据变形与位移关系及虎克法则，则可得到洞室径向变形为

$$u = r\varepsilon_\theta = \frac{1-\mu^2}{E}\left[\Delta\sigma_\theta - \frac{\mu}{1-\mu}\Delta\sigma_r\right]r \tag{3.2.68}$$

式中

$$\Delta\sigma_\theta = \sigma_\theta - P_0 = \frac{a^2}{r^2}P_0$$

$$\Delta\sigma_r = \sigma_r - P_0 = \frac{-a^2}{r^2}P_0$$

代入式(3.2.68)，得

$$u = \frac{1+\mu}{E}\frac{a^2}{r}P_0 \tag{3.2.69}$$

在洞室周边处

$$u = \frac{a(1+\mu)}{E}P_0 \tag{3.2.70}$$

在内水压力作用下洞室变形可通过式(3.2.62)代入式(3.2.68)得到

$$u = -\frac{1+\mu}{E}\frac{a^2}{r}P_i \tag{3.2.71}$$

洞室周边 $r=a$ 处变形为

$$u = -\frac{1+\mu}{E}aP_i \tag{3.2.72}$$

4. 形成有脆性破裂带的洞室围岩内应力分析

如果围岩强度较低，在式(3.2.65)，(3.2.66)判据检核下发生破坏时，则在洞室围岩

内形成有一层破碎带，破碎带往里仍为完整岩体。这种破碎带系由脆性破裂形成。从力学介质来说，多半是不连续的。这一带内的应力分布应利用碎裂介质力学处理。但有时也构成连续介质条件，在这种情况下，亦可用连续介质力学分析。下面以连续介质力学方法讨论具有破裂带的洞室围岩应力分布。

脆性破坏的一个重要特点是岩体破坏后，承载力显著降低，即存在有明显的应力降。脆性破裂的破坏判据为

$$[\sigma_\theta] = \alpha\sigma_r + \sigma_c \tag{3.2.73}$$

而破坏后的残余强度则变为

$$[\sigma_{\theta 0}] = \alpha_0\sigma_{r0} + \sigma_{c0} \tag{3.2.74}$$

显然，在未破坏的岩体边界上应力受式(3.2.73)控制，而破裂带内岩体多半属于碎裂介质岩体，即使仍属连续介质岩体，但其应力分布亦受式(3.2.74)所示残余强度控制着。如图3.2.7所示，破碎带边界上径向应力是连续的，即

$$\sigma_{r=b} = \sigma_{r0=b} \tag{3.2.75}$$

式中 σ_r 为完整岩体内径向应力；σ_{r0} 为破碎带内径向应力。而在破碎带边界 A 处切向应力 σ_θ 是不连续的，存在有由于脆性破裂形成的应力降

$$\Delta\sigma_\theta = [\sigma_\theta] - [\sigma_{\theta 0}] \tag{3.2.76}$$

将式(3.2.73)，(3.2.74)，(3.2.75)代入式(3.2.76)，得

$$\Delta\sigma_\theta = (\alpha - \alpha_0)\sigma_{r0=b} + \sigma_c - \sigma_{c0} \tag{3.2.77}$$

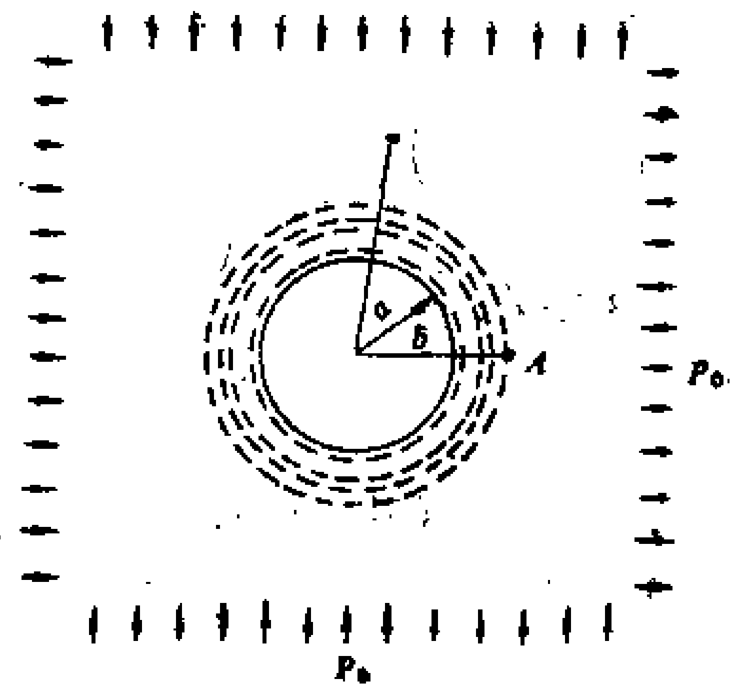


图 3.2.7 围岩形成有破碎带时圆形洞室的力学模型

(1) *破碎带内应力* 破碎带仅改变了岩体力学性质，并未改变其力学模型，仍为轴对称平面课题，即

$$r\frac{d\sigma_{r0}}{dr} + \sigma_{r0} - \sigma_{\theta 0} = 0 \tag{3.2.78}$$

将式(3.2.78)与(3.2.74)联立，解得

$$r\frac{d\sigma_{r0}}{dr} + \sigma_{r0} - \alpha_0\sigma_{r0} - \sigma_{c0} = 0$$

$$r\frac{d\sigma_{r0}}{dr} = (\alpha_0 - 1)\sigma_{r0} + \sigma_{c0} \tag{3.2.79}$$

上式积分得

$$\frac{1}{\alpha_0 - 1}\ln[(\alpha_0 - 1)\sigma_{r0} + \sigma_{c0}] = \ln r + \ln c \tag{3.2.80}$$

在 $r = a$ 处，$\sigma_{r0} = 0$

$$\ln c = \frac{1}{\alpha_0 - 1}\ln\sigma_{c0} - \ln a \tag{3.2.81}$$

将式(3.2.81)代入式(3.2.80)，得

$$\frac{1}{\alpha_0-1}\ln\frac{(\alpha_0-1)\sigma_{r0}+\sigma_{c0}}{\sigma_{c0}}=\ln\frac{r}{a}$$

$$(\alpha_0-1)\sigma_{r0}=\sigma_{c0}\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha_0-1}-\sigma_{c0}$$

$$\sigma_{r0}=\frac{1}{\alpha_0-1}\sigma_{c0}\left[\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha_0-1}-1\right] \tag{3.2.82}$$

将式(3.2.82)代入平衡方程(3.2.78)或破坏判据(3.2.74),得

$$\sigma_{\theta 0}=\frac{\alpha_0}{\alpha_0-1}\sigma_{c0}\left[\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha_0-1}-1\right]+\sigma_{c0} \tag{3.2.83}$$

式(3.2.82),(3.2.83)表明,破碎带内应力仅与岩体残余强度有关,而与原始地应力无关,也就是说,破碎后的岩体性质决定着它的应力状态。

(2) *破碎带外完整岩体内应力* 破碎带外岩体仍处于虎克体状态,其径向应力及切向应力既符合于应力平衡方程,也符合于虎克定律,即

$$\sigma_r=\frac{B}{r^2}+A \tag{3.2.84}$$

仍然有效。由边界条件 $r=\infty,\sigma_r=P_0$, 则得

$$A=P_0$$

代入式(3.2.84),得

$$\sigma_r=\frac{B}{r^2}+P_0 \tag{3.2.85}$$

但是,内边界不能再用 $r=a$, $\sigma_r=0$ 的条件,因为在 A 处径向应力 σ_r 仍是连续的,故边界条件应该为

$$r=b$$

$$\sigma_r=\sigma_{r0}=\frac{1}{\alpha_0-1}\sigma_{c0}\left[\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha_0-1}-1\right] \tag{3.2.86}$$

将式(3.2.86)代入式(3.2.85),得

$$B=\left(1-\frac{b^2}{r^2}\right)p_0+\frac{\sigma_{c0}}{\alpha_0-1}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\alpha_0-1}-1\right]b^2-p_0b^2 \tag{3.2.87}$$

将式(3.2.87)代入式(3.2.85),得

$$\sigma_r=\left(1-\frac{b^2}{r^2}\right)p_0+\frac{\sigma_{c0}}{\alpha_0-1}\frac{b^2}{r^2}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\alpha_0-1}-1\right] \tag{3.2.88}$$

将式(3.2.88)代入平衡方程(3.2.43)整理,得

$$\sigma_\theta=\left(1+\frac{b^2}{r^2}\right)p_0-\frac{\sigma_{c0}}{\alpha_0-1}\frac{b^2}{r^2}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\alpha_0-1}-1\right] \tag{3.2.89}$$

将式(3.2.88),(3.2.89),(3.2.61)比较可以看出,式(3.2.88),(3.2.89)中的

$$\left(1\pm\frac{b^2}{r^2}\right)p_0$$

应力成分与洞室半径为 b 的围岩内应力状态相当。由于存在有破碎带,则洞室完整岩体内径向应力 σ_r 增加了由破碎带传来的径向应力

$$\Delta\sigma_r = \frac{\sigma_{co}}{\alpha_0 - 1}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\alpha_0 - 1} - 1\right]\frac{b^2}{r^2} \tag{3.2.90}$$

切向应力减小了

$$\Delta\sigma_\theta = -\frac{\sigma_{co}}{\alpha_0 - 1}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\alpha_0 - 1} - 1\right]\frac{b^2}{r^2} \tag{3.2.91}$$

也就是说,由于形成了破碎带,完整岩体中的最小主应力增大了,最大主应力减少了,改善了洞室的稳定性。如能维护好破碎带岩体,使之保持不变,则破碎带可起一种衬砌作用。这就是有些洞室开挖初期明显发生破碎,但破坏并不是无限止的发展,可以自已稳定的内在原故。但是,如果把破碎带挖掉,则又将出现不稳定和新的破坏。由此可以得到一个重要结论:在均匀地应力场的连续介质岩体内开挖洞室其内壁围岩破坏是有限的。如能保护好破碎带岩体不产生新的破坏,则洞室围岩是可以自稳的。洞壁破碎围岩可以视为一个人工造成的卸载环,对洞体围岩内应力进行改造,改善了围岩稳定性。

(3) *破碎带半径*　前面曾指出过,在破碎带边界外径向应力是连续的,而切向应力存在有一个应力降

$$\sigma_\theta - \sigma_{\theta o} = (\alpha - \alpha_0)\sigma_{ro} + \sigma_c - \sigma_{co} \tag{3.2.92}$$

将式(3.2.89),(3.2.85),(3.2.84)代入上式,并取 $r = b$,得

$$b = a\left[\frac{\alpha_0 - 1}{1 + \alpha}\cdot\frac{2p_0 + 2\sigma_{co} - \sigma_c}{\sigma_{co}} + 1\right]^{\frac{1}{\alpha_0 - 1}} \tag{3.2.93}$$

从式(3.2.93)可以看出,破碎半径与洞室半径成正比,并随着地应力 p_0 值增大而增大,随岩体抗压强度 σ_c 及破碎后的残余强度 σ_{co} 增大而减小,但不是呈线性关系增加,且残余强度的影响较地应力及岩体抗压强度尤为显著。

5. 软弱岩体内开挖洞室出现有塑性破坏圈洞室围岩应力分析

(1) *塑性破坏圈内应力*　当地下洞室开挖在软弱岩体或塑性岩体内进行时,如用公式(3.2.66),(3.2.65)检查发现有出现塑性破坏可能的情况下,应进一步分析其围岩内应力,探讨其破坏范围,以便选择措施对破坏圈进行加固处理,防止破坏扩展。

设破坏带内径向应力为 σ_{ro},切向应力为 $\sigma_{\theta o}$。塑性区域内岩体处于极限平衡状态,即

$$\sigma_{\theta o} = \frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi}\sigma_{ro} + \frac{2C\cos\phi}{1 - \sin\phi} \tag{3.2.94}$$

由于围岩内原始应力为均匀应力场,洞室为圆形,故其力学模型为轴对称的。其力学平衡方程同式(3.2.78),即

$$r\frac{d\sigma_{ro}}{dr} + \sigma_{ro} - \sigma_{\theta o} = 0 \tag{3.2.95}$$

式(3.2.94)与(3.2.95)联立,解得

$$r\frac{d\sigma_{ro}}{dr} + d\sigma_{ro} - \frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi}\sigma_{ro} - \frac{2C\cos\phi}{1 - \sin\phi} = 0 \tag{3.2.96}$$

整理后得

$$\frac{d\sigma_{ro}}{\sigma_{ro} + ctg\phi} = \frac{2\sin\phi}{1 - \sin\phi}\frac{dr}{r} \tag{3.2.97}$$

积分式 (3.2.94)，得

$$\sigma_{r0} + C \cdot \mathrm{ctg}\phi = A r^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} \tag{3.2.98}$$

当 $r = a$ 时，$\sigma_{r0} = 0$ 代入式 (3.2.98)，得

$$A = \frac{C \cdot \mathrm{ctg}\,\phi}{a^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}}} \tag{3.2.99}$$

将式 (3.2.99) 代入式 (3.2.98) 整理，得

$$\sigma_{r0} = C \cdot \mathrm{ctg}\phi \left[\left(\frac{r}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] \tag{3.2.100}$$

将式 (3.2.100) 代入式 (3.2.94) 整理，得

$$\sigma_{\theta 0} = C \cdot \mathrm{ctg}\,\phi \left[\frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\left(\frac{r}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] \tag{3.2.101}$$

式 (3.2.100)，(3.2.101) 表明，它与脆性破坏一样，塑性圈内应力与原始地应力场无关，而仅与岩体抗剪强度有关，与完整岩体不同之处是破坏后岩体力学性质决定着塑性圈内应力状态，而不是初始地应力场决定着围岩内应力状态。

(2) 塑性破坏圈外完整岩体内应力　破坏带外岩体仍处于完整状态。假定其物理力学性质仍服从虎克定律，则洞室围岩内应力分析的弹性解仍然有效，即

$$\sigma_r = \frac{B}{r^2} + A \tag{3.2.102}$$

当 $r \to \infty$ 时，$\sigma_r = p_0$，得

$$A = p_0$$

又如图 3.2.8 所示，塑性破坏不存在有应力降，故在破坏圈与完整岩体交界处应力是连续的，据此，在边界条件为 $r = b$ 处，

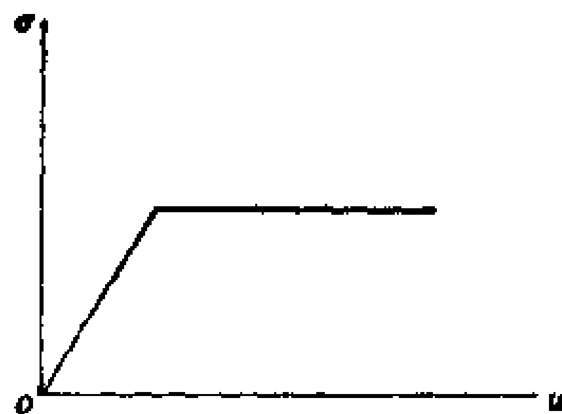


图 3.2.8　围岩塑性破坏的强度特征

$$\sigma_r = \sigma_{r0} = C \cdot \mathrm{ctg}\,\phi \left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] \tag{3.2.103}$$

代入式 (3.2.63)，同时将 $A = p_0$ 亦代入，则得

$$B = C \cdot \mathrm{ctg}\,b^2 \left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] - p_0 b^2 \tag{3.2.104}$$

由此得

$$\sigma_r = C \cdot \mathrm{ctg}\,\phi b^2 b^2/r^2 \left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] + \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right)p_0 \tag{3.2.105}$$

将式 (3.2.105) 代入平衡方程 (3.2.78) 求得

$$\sigma_\theta = \left(1 + \frac{b^2}{r^2}\right)p_0 - C \cdot \operatorname{ctg}\phi \left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right]\frac{b^2}{r^2} \tag{3.2.106}$$

将式(3.2.105)，(3.2.104)与式(3.2.61)比较，可以看出，式中 $\left(1 \pm \frac{b^2}{r^2} p_0\right)$ 相当于半径为 b 的洞室围岩弹性应力状态。式(3.2.104)表明，σ_r 增加了塑性区传来的

$$\Delta\sigma_r = C \cdot \operatorname{ctg}\phi \frac{b^2}{r^2}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] \tag{3.2.107}$$

式(3.2.107)表明，由于存在有塑性区使 σ_θ 减少了

$$\Delta\sigma_\theta = -C \cdot \operatorname{ctg}\phi \left[\left(\frac{b}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right]\frac{b^2}{r^2} \tag{3.2.108}$$

显然，最小主应力 σ_r 增大了，最大主应力 σ_θ 减小了，提高了洞室稳定性。如果保持住塑性变形区岩体不继续破坏，如不遭受风化或震动，则可以保持其稳定性。如果将塑性破坏圈挖掉，则新的破坏圈必将重新产生，并且越挖越坏，利用挖掉破坏圈的办法整治地下洞室的破坏是错误的措施，最好的办法是喷锚处理。

(3) 塑性圈半径　前面曾指出过，由于塑性破坏不产生应力降，故应力是连续的，则 $r = b$ 处

$$\sigma_\theta = \sigma_{\theta e} \tag{3.2.109}$$

将式(3.2.106)及(3.2.101)代入式(3.2.109)整理，得

$$b = a\left[\frac{1-\sin\phi}{C \cdot \operatorname{ctg}\phi}(p_0 + C \cdot \operatorname{ctg}\phi)\right]^{\frac{1-\sin\phi}{2\sin\phi}} \tag{3.2.110}$$

式(3.2.110)表明，破坏圈外径随着洞室内径增大而增大，这同样也表明了，利用挖去塑性圈的办法整治地下洞室的办法是错误的这一道理。同时又表明，破坏圈尺寸与破坏岩体抗剪强度成反比。显然，提高破坏圈岩体强度，利用喷锚、灌浆等办法是正确的方法。

6. 软弱岩体内洞室围岩流动变形分析

根据变形机制研究可以得到，流动变形一般方程为

一维

$$a\sigma + n\dot{\sigma} = b\varepsilon + m\dot{\varepsilon} \tag{3.2.111}$$

当 $n = 0$ 时

$$\sigma = \frac{b}{a}\varepsilon + \frac{m}{a}\dot{\varepsilon} \tag{3.2.112}$$

式(3.2.112)为 Kelvin 方程，它是直立粘弹性岩层互层结构的变形本构方程

当 $b = 0$ 时，

$$\dot{\varepsilon} = \frac{n}{m}\dot{\sigma} + \frac{a}{m}\sigma \tag{3.2.113}$$

式(3.2.113)为 Maxwell 方程，它表征平卧层状粘弹性互层结构岩体的变形本构规律。

对圆形洞室来说，三维流动变形一般方程具有如下的型式：

$$a(\sigma_r - \sigma_m) + n(\dot{\sigma}_r - \dot{\sigma}_m) = 2b(\varepsilon_r - \varepsilon_m) + 2m(\dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_m) \tag{3.2.114}$$

当 $n = 0$ 时，

$$\sigma_r - \sigma_m = \frac{2b}{a}(\varepsilon_r - \varepsilon_m) + \frac{2m}{a}(\dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_m) \tag{3.2.115}$$

式(3.2.115)为 Kelvin 方程；

当 $b=0$ 时，

$$\dot{\varepsilon}_r-\dot{\varepsilon}_m=\frac{n}{2m}(\dot{\sigma}_r-\dot{\sigma}_m)+\frac{a}{2m}(\sigma_r-\sigma_m) \tag{3.2.116}$$

式(3.2.116)为 Maxwell 方程。

下面分别讨论受 Kelvin 方程及 Maxwell 方程变形规律控制的洞室围岩变形。

(1) Kelvin 体内洞室围岩变形　Kelvin 体本构方程为

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r-\sigma_m&=2G(\varepsilon_r-\varepsilon_m)+2\eta\left(\frac{d\varepsilon_r}{dt}-\frac{d\varepsilon_m}{dt}\right)\\ \sigma_\theta-\sigma_m&=2G(\varepsilon_\theta-\varepsilon_m)+2\eta\left(\frac{d\varepsilon_\theta}{dt}-\frac{d\varepsilon_m}{dt}\right)\end{aligned}\right\} \tag{3.2.117}$$

式中 σ_m 为平均应力；ε_m 为平均应变。

$$\sigma_m=\frac{1}{3}(\sigma_r+\sigma_\theta+\sigma_z)=P_t \tag{3.2.118}$$

$$\varepsilon_m=\frac{1}{3}(\varepsilon_r+\varepsilon_\theta+\varepsilon_z) \tag{3.2.119}$$

对粘弹性介质来说，体积是不可压缩的，即

$$\varepsilon_m=\frac{1}{3}(\varepsilon_r+\varepsilon_\theta+\varepsilon_z)=\frac{1}{3}\theta=0 \tag{3.2.120}$$

$$\therefore\qquad \frac{d\varepsilon_m}{dt}=0 \tag{3.2.121}$$

据此，则式(3.2.117)可改写为

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r&=(P_0+2G\varepsilon_r)+2\eta\frac{d\varepsilon_r}{dt}\\ \sigma_\theta&=(P_0+2G\varepsilon_\theta)+2\eta\frac{d\varepsilon_\theta}{dt}\end{aligned}\right\} \tag{3.2.122}$$

由于体积不可压缩，因此对于轴对称平面课题来说，

$$\varepsilon_r=\frac{\partial u}{\partial r},\ \varepsilon_\theta=\frac{u}{r}$$

$$\therefore\qquad \varepsilon_r+\varepsilon_\theta=\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{u}{r}=0 \tag{3.2.123}$$

解式(3.2.123)，得

$$u=\frac{A(t)}{r} \tag{3.2.124}$$

式中 $A(t)$ 为与时间有关的待定系数，于是

$$\left.\begin{aligned}\varepsilon_r&=\frac{\partial u}{\partial r}=-\frac{A(t)}{r^2}\\ \varepsilon_\theta&=\frac{u}{r}=\frac{A(t)}{r^2}\end{aligned}\right\} \tag{3.2.125}$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\varepsilon_r}{dt}&=-\frac{1}{r^2}\frac{dA(t)}{dt}\\ \frac{d\varepsilon_\theta}{dt}&=\frac{1}{r^2}\frac{dA(t)}{dt}\end{aligned}\right\} \tag{3.2.126}$$

将式(3.2.125)，(3.2.126)代入式(3.2.122)，得

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r &= P_0 - \frac{1}{r^2}\left[2GA(t) + 2\eta\frac{dA(t)}{dt}\right]\\ \sigma_\theta &= P_0 + \frac{1}{r^2}\left[2GA(t) + 2\eta\frac{dA(t)}{dt}\right]\end{aligned}\right\} \tag{3.2.127}$$

利用边界条件，$r=a$ 时，$\sigma_r=0$ 代入式(3.2.127)，得

$$\frac{dA(t)}{dt} + \frac{G}{\eta}A(t) = \frac{a^2P_0}{2\eta} \tag{3.2.128}$$

上式积分得

$$-\frac{\eta}{G}\ln\left[\frac{a^2P_0}{2\eta} - \frac{G}{\eta}A(t)\right] = t + C \tag{3.2.129}$$

初始条件 $t=0$ 时，$A(t)=au^e$，所以

$$C = -\frac{\eta}{G}\ln\left[\frac{a^2P_0}{2\eta} - \frac{G}{\eta}au^e\right] \tag{3.2.130}$$

将式(3.2.130)代入式(3.2.128)整理，得

$$A(t) = \frac{a^2P_0}{2G}\left(1 - e^{-\frac{G}{\eta}t}\right) + au^e \tag{3.2.131}$$

将式(3.2.130)及(3.2.128)中的 $A(t)$ 及 $\frac{dA(t)}{dt}$ 代入式(3.2.127)及(3.2.124)，得

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r &= P_0\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right)\\ \sigma_\theta &= P_0\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)\\ u &= \frac{a^2P_0}{2Gr}\left(1 - e^{-\frac{G}{\eta}t}\right) + \frac{a}{r}u^e\end{aligned}\right\} \tag{3.2.132}$$

已知

$$u_e = \frac{a(1+\mu)}{E}P_0$$

所以

$$u = \frac{a^2P_0}{2Gr}\left(1 - e^{-\frac{G}{\eta}t}\right) + \frac{a^2(1+\mu)}{rE}P_0 \tag{3.2.133}$$

同时

$$\dot{u} = \frac{a^2P_0}{2\eta r}e^{-\frac{G}{\eta}t} \tag{3.2.134}$$

当已知洞室允许变形 u_0 时，由式(3.2.133)可求得洞室围岩自稳时间

$$t_0 = -\frac{\eta}{G}\ln\frac{\dfrac{aP_0}{2\eta} - \dfrac{G}{\eta}u_0}{\dfrac{aP_0}{2\eta} - \dfrac{G}{\eta}\dfrac{1+\mu}{E}P_0} \tag{3.2.135}$$

(2) Maxwell 体内洞室围岩变形　Maxwell 方程为

$$\left.\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_r-\dot{\varepsilon}_m=\frac{1}{2G}(\dot{\sigma}_r-\dot{\sigma}_m)+\frac{1}{2\eta}(\sigma_r-\sigma_m)\\ \dot{\varepsilon}_\theta-\dot{\varepsilon}_m=\frac{1}{2G}(\dot{\sigma}_\theta-\dot{\sigma}_m)+\frac{1}{2\eta}(\sigma_\theta-\sigma_m)\end{aligned}\right\}\tag{3.2.136}$$

式中

$$\dot{\varepsilon}_m=0$$
$$\sigma_m=p_0$$
$$\dot{\sigma}_m=0$$

代入式(3.2.136)整理,得

$$\left.\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_r=\frac{1}{2G}\dot{\sigma}_r+\frac{1}{2\eta}(\sigma_r-p_0)\\ \dot{\varepsilon}_\theta=\frac{1}{2G}\dot{\sigma}_\theta+\frac{1}{2\eta}(\sigma_\theta-p_0)\end{aligned}\right\}\tag{3.2.137}$$

已知

$$\varepsilon_r=\frac{\partial u}{\partial r},\quad \varepsilon_\theta=\frac{u}{r},$$
$$\varepsilon_r+\varepsilon_\theta=\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{u}{r}\tag{3.2.138}$$

根据不可压缩条件，即

$$\varepsilon_r+\varepsilon_\theta=0$$

故

$$\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{u}{r}=0\tag{3.2.139}$$

式(3.2.139)的通解为

$$u=\frac{A(t)}{r}\tag{3.2.140}$$

则

$$\varepsilon_r=-\frac{A(t)}{r^2},\quad \varepsilon_\theta=\frac{u}{r}=\frac{A(t)}{r^2},$$
$$\dot{\varepsilon}_r=-\frac{\dot{A}(t)}{r^2},\quad \dot{\varepsilon}_\theta=\frac{\dot{A}(t)}{r^2}$$

代入式(3.2.136)，得

$$\left.\begin{aligned}-\frac{\dot{A}(t)}{r^2}=\frac{1}{2G}\dot{\sigma}_r+\frac{1}{2\eta}(\sigma_r-p_0)\\ \frac{\dot{A}(t)}{r^2}=\frac{1}{2G}\dot{\sigma}_\theta+\frac{1}{2\eta}(\sigma_\theta-p_0)\end{aligned}\right\}\tag{3.2.141}$$

当 $r=a$ 时，$\sigma_r=0$，$\dot{\sigma}_r=0$，$\dot{\sigma}_\theta=0$，代入式(3.2.141)，得

$$\frac{\dot{A}(t)}{a^2}=\frac{1}{2\eta}p_0\tag{3.2.142}$$

将式(3.2.142)代入式(3.2.141)，得

$$\left.\begin{aligned}\sigma_r &= P_0\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)P_0\\ \sigma_\theta &= p_0\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right)p_0\end{aligned}\right\} \tag{3.2.143}$$

对式 (3.2.142) 积分，得

$$A(t)=\frac{a^2}{2\eta}p_0t+C \tag{3.2.144}$$

当 $t=0$ 时，$A=au_e$，得

$$c=au_e$$

则

$$A(t)=\frac{a^2}{2\eta}P_0t+au_e \tag{3.2.145}$$

将式 (3.2.145) 代入式 (3.2.142)，得

$$u=\frac{a^2}{2\eta r}P_0t+\frac{a^2}{r}\frac{1+\mu}{E}P_0 \tag{3.2.146}$$

$$\dot{u}=\frac{a^2P_0}{2\eta r} \tag{3.2.147}$$

已知洞室允许变形 $u=u_0$ 时，测洞壁自立时间 (t_0) 为：

$$t_0=\frac{2\eta}{aP_0}u_0-\frac{2\eta(1+\mu)}{E} \tag{3.2.148}$$

根据上面分析结果，可以得到如下几点认识：

① 洞室围岩内应力分布与时间无关，即洞室开挖后应力重分布立即完成，而位移则随时间增长而增大。

② $t=0$ 时围岩位移速度最大，且随着时间增长逐渐减慢。

③ 岩体剪切模量越大位移越小，而粘滞系数越小位移速度越大，洞室变形稳定时间越短。

④ 洞室尺寸和地应力越大，洞室变形量越大，变形速度越快；而围岩深度愈大，变形愈小，变形速度亦愈小。

⑤ 围岩自稳时间是地下工程施工中十分重要的因素。分析结果表明，围岩愈软，粘滞系数愈小，自稳时间愈短。十分值得注意的是：围岩自稳时间与岩体结构密切有关，而与洞室尺寸无关。在地下洞室施工中应特别予以注意。

地下洞室允许变形是很难确定的，特别是具有流动变形特征软岩的允许变形更难确定。下面介绍两个有关地下洞室允许变形的经验数值的参考资料。

(1) 法国工业部对围岩变形的规定

表 3.2.1 洞室顶拱允许最大变形 (cm)

围岩性质 \ 覆盖层厚度 (m)	10—50	50—500	>500
硬 岩	1—2	2—6	6—12
软 岩	3—5	10—20	20—40

(2) 苏联莫斯特柯夫经验公式

对于顶拱

$$u_r = 12 \cdot \frac{b_0}{f_k^{1.5}}$$

对于边墙

$$u_{r,s} = 4.5 \cdot \frac{h_0^{1.5}}{f_k^2}$$

式中 b_0，h_0 为洞室跨度及高度；f_k 为修正的普氏系数。

$$f_k = A \cdot \frac{\sigma_c}{10} = 0.1A\sigma_c \text{ MPa}$$

① 新鲜坚硬完整岩体 $A \geqslant 0.6$；

② 微风化坚硬完整岩体 $A = 0.5—0.6$；

③ 弱风化裂隙发育含断层岩体 $A = 0.4—0.5$；

④ 弱风化断裂发育岩体 $A = 0.2—0.4$；

⑤ 风化严重、断裂发育、规模较大和有地下水活动岩体 $A = 0.1—0.3$。

（六） 二向不等应力场内圆形洞室力学分析

1. 虎克介质岩体内洞室围岩内应力分析

设原岩内地应力场为图 3.2.9 a 所示的二向不等应力场 P_0 及 λP_0，它可以视为图 3.2.9 b，c 所示的两种应力状态组成。也就是说，它可以分解为 λP_0 的均匀应力场和 $(1-\lambda)P_0$ 的单向压应力场。

在 λP_0 均匀应力场内的圆形洞室围岩内应力为

$$\left.\begin{aligned} \sigma_r &= \lambda P_0\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right) \\ \sigma_\theta &= \lambda P_0\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (3.2.149)$$

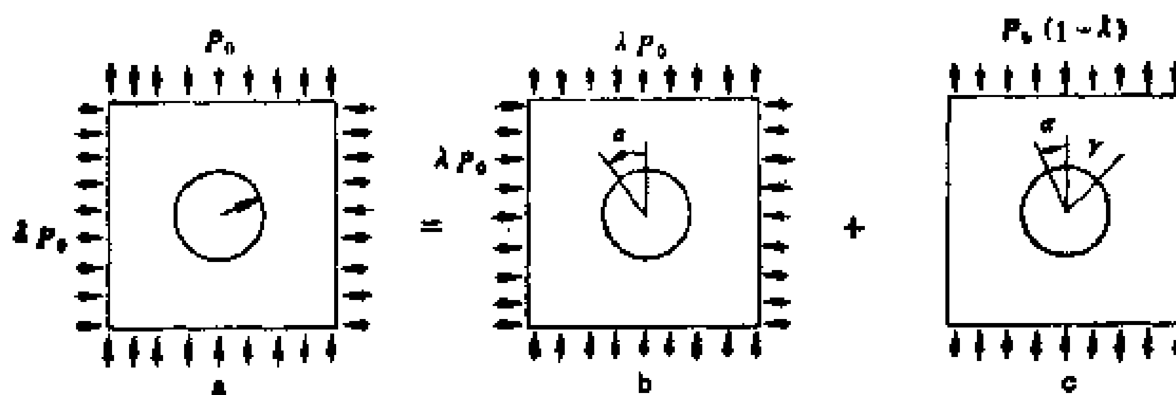


图 3.2.9 二向不等应力场内洞室围岩内应力分析草图

在单向压应力作用下的岩体内地下洞室围岩内应力分布，在弹性理论内已有解，即为

$$\left.\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right) - \frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+3\frac{a^4}{r^4}-4\frac{a^2}{r^2}\right)\cos 2\theta \\ \sigma_\theta &= \frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right) + \frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+3\frac{a^4}{r^4}\right)\cos 2\theta \\ \tau_{r\theta} &= -\frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+2\frac{a^2}{r^2}-3\frac{a^4}{r^4}\right)\sin 2\theta \end{aligned}\right\} (3.2.150)$$

其合成应力场为

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_r &= \frac{1}{2}P_0(1+\lambda)\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)-\frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+3\frac{a^4}{r^4}-4\frac{a^2}{r^2}\right)\cos 2\theta \\
\sigma_\theta &= \frac{1}{2}P_0(1+\lambda)\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right)+\frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+3\frac{a^4}{r^4}\right)\cos 2\theta \\
\tau_{r\theta} &= -\frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(1+2\frac{a^2}{r^2}-3\frac{a^4}{r^4}\right)\sin 2\theta \\
\sigma_z &= \mu(\sigma_r+\sigma_\theta)
\end{aligned}\right\} \tag{3.2.151}
$$

式 (3.2.151) 即为二向不等压地应力场内洞室围岩内应力分量解析式。

2. 围岩稳定性极限平衡分析

根据式 (3.2.151) 不难看出，洞壁处

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_1 &= \sigma_\theta = P_0(1+\lambda)+2(1-\lambda)P_0\cos 2\theta \\
\sigma_3 &= \sigma_r = 0
\end{aligned}\right\} \tag{3.2.152}
$$

当围岩发生脆性破坏时，其破坏判据为

$$
[\sigma_1] = \alpha\sigma_3 + \sigma_c \tag{3.2.153}
$$

对洞壁围岩稳定性来说，$r = a$，$\tau_{r\theta} = 0$

所以

$$
\sigma_1 = \sigma_\theta
$$
$$
\sigma_3 = \sigma_r
$$

洞壁围岩稳定性系数为

$$
K' = \frac{[\sigma_1]}{\sigma_1} = \frac{\sigma_c}{P_0[(1+\lambda)+2(1-\lambda)\cos 2\theta]} \tag{3.2.154}
$$

式 (3.2.154) 表明，二向不等应力场内洞壁围岩稳定性系数与 θ 有关。利用 K' 对 θ 微分，求极值，即

$$
\frac{\partial K'}{\partial \theta} = \frac{\sigma_c}{P_0}\,\frac{-2\sin 2\theta}{[(1+\lambda)+2(1-\lambda)\cos 2\theta]^2} \tag{3.2.155}
$$

令 $\dfrac{\partial K'}{\partial \theta} = 0$，求得

$$
2\theta = 0
$$
$$
\theta = 0
$$

当 $\theta = 0$ 时，稳定性系数最小，由此得

$$
K'_{\min} = \frac{\sigma_c}{(1+\lambda)P_0} \tag{3.2.156}
$$

如果式 (3.2.156) 求得的 $K'_{\min} < 1$，表明洞壁将产生破坏。

3. 虎克介质岩体内洞室围岩内变形分析

洞室围岩内任一点处径向变形根据虎克法则可写为

$$
u = \varepsilon_\theta r = \frac{1-\mu^2}{E}\left[\Delta\sigma_\theta - \frac{\mu}{1-\mu}\Delta\sigma_r\right] r \tag{3.2.157}
$$

式中

$$\Delta\sigma_\theta = \frac{1}{2}(1+\lambda)P_0\frac{a^2}{r^2} + \frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\frac{3a^4}{r^4}\cos 2\theta$$

$$\Delta\sigma_r = -\frac{1}{2}(1+\lambda)P_0\frac{a^2}{r^2} - \frac{1}{2}(1-\lambda)P_0\left(\frac{3a^4}{r^4} - \frac{4a^2}{r^2}\right)\cos 2\theta$$

代入式(3.2.157)，得

$$u = \frac{1+\mu}{2E}P_0\left[(1+\lambda)\frac{a^2}{r^2} + (1-\lambda)\frac{3a^4}{r^4}\cos 2\theta - \mu(1-\lambda)\frac{4a^2}{r^2}\cos 2\theta\right]r \tag{3.2.158}$$

式(3.2.158)表明，二向不等地应力场内开挖洞室的弹性变形不仅与半径有关，而且与位置有关。在洞壁表面处变形量为

$$u = \frac{1+\mu}{2E}P_0[(1+\lambda) + 3(1-\lambda)\cos 2\theta - 4\mu(1-\lambda)\cos 2\theta]a \tag{3.2.159}$$

当 $\lambda = 1$ 时，洞壁变为

$$u_a = \frac{1+\mu}{E}P_0 a \tag{3.2.160}$$

式(3.2.160)与均匀地应力场内洞壁变形量公式(3.2.70)完全一致。实际上当 $\lambda = 1$ 时，也就是均匀地应力场条件。

4. 形成有破坏带的洞室围岩内应力分布

洞室围岩破坏带内应力是破坏带岩体能承担的极限应力，它与原岩内应力关系不大，而主要取决于岩体破坏的极限平衡条件。在均匀应力场洞室围岩稳定性破坏中，我们已以脆性破裂岩体为对象进行了分析。现以柔性破坏岩体为对象展开探讨。设岩体强度判据为

$$\sigma_1 = \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_3 + \frac{2C\cdot\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{3.2.161}$$

破坏带内应力与原岩应力场无关，而主要决定于破坏带岩体的破坏极限平衡状态，则岩体破坏后形成的应力场必定与洞室形状有关。圆形洞室的形状为轴对称的，故破坏带内岩体处于平衡状态时，其内的应力分布亦必将符合轴对称静力平衡方程

$$r\frac{d\sigma_r}{dr} + \sigma_r - \sigma_\theta = 0 \tag{3.2.162}$$

由于破坏带内应力为轴对称的，因此

$$\sigma_1 = \sigma_\theta$$

$$\sigma_3 = \sigma_r$$

则式(3.2.162)可改写为

$$\sigma_\theta = \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_r + \frac{2C\cos\phi}{1-\sin\phi} \tag{3.2.163}$$

由式(3.2.163)及(3.2.162)联立解得

$$r\frac{d\sigma_r}{dr} = \frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}(\sigma_r + C\cdot\operatorname{ctg}\phi) \tag{3.2.164}$$

式(3.2.164)积分得

$$\sigma_r + C \cdot \text{ctg}\,\phi = A r^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} \tag{3.2.165}$$

当 $r = a$ 时，$\sigma_r = 0$ 求得

$$A = \frac{C \cdot \text{ctg}\,\phi}{a^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}}} \tag{3.2.166}$$

代入式 (3.2.165)，得

$$\sigma_r = C \cdot \text{ctg}\,\phi \left[\left(\frac{r}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] \tag{3.2.167}$$

将式 (3.2.167) 代入式 (3.2.163) 求得

$$\sigma_\theta = C \cdot \text{ctg}\,\phi \left[\frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\left(\frac{r}{a}\right)^{\frac{2\sin\phi}{1-\sin\phi}} - 1\right] \tag{3.2.168}$$

式 (3.2.167) 及 (3.2.168) 便为破坏带内应力分布特征。

破坏带外应力仍为弹性状态，但是式 (3.2.151) 中求得的表征围岩内应力分布的解析式不能用。因为该式系以 $r = a$，$\sigma_r = 0$ 为边界条件求得的，在 $r = a$ 处，岩体已经破坏，因而式 (3.2.151) 已不适用。又由于破坏属柔性破坏，因此破坏前后没有应力降。这样可改用在破坏区边界 $r = b$ 破坏带内外应力相等来定各积分常数。如此求得破坏带外应力为

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_r &= \frac{1}{2}P_0(1+\lambda)\frac{r_p^2\sin\phi}{2r^2}[P_0(1+\lambda)+2C\cdot\text{ctg}\,\phi] \\
&\quad - \frac{1}{2}P_0(1+\lambda)\left(1-\frac{4r_p^2}{r^2}+\frac{3r_p^4}{r^4}\right)\cos 2\theta \\
\sigma_\theta &= \frac{1}{2}P_0(1+\lambda)+\frac{r_p^2\sin\phi}{2r^2}[P_0(1+\lambda)+2C\cdot\text{ctg}\,\phi] \\
&\quad + \frac{1}{2}P_0(1-\lambda)\left(1-\frac{3r_p^4}{r^4}\right)\cos 2\theta \\
\tau_{r\theta} &= \frac{1}{2}P_0(1-\lambda)\left(1+\frac{2r_p^2}{r^2}-\frac{3r_p^4}{r^4}\right)\sin 2\theta
\end{aligned}\right\} \tag{3.2.169}$$

式中

$$r_p = a\left\{\frac{[P_0(1+\lambda)+2C\cdot\text{ctg}\phi](1-\sin\phi)}{2C\cdot\text{ctg}\,\phi}\right\}^{\frac{1-\sin\phi}{2\sin\phi}} \tag{3.2.170}$$

而破坏带边界 b 可用下式确定

$$b = r_p\left\{1+\frac{(1-\lambda)P_0(1-\sin\phi)\cos 2\theta}{\sin\phi[P_0(1+\lambda)+2C\cdot\text{ctg}\,\phi]}\right\} \tag{3.2.171}$$

由式 (3.2.171) 可以看出，当 $\lambda = 1$ 时，

$$b = r_p$$

如果令

$$\frac{P_0(1-\lambda)(1-\sin\phi)}{\sin\phi[P_0(1+\lambda)+2C\cdot\text{ctg}\,\phi]} = B \tag{3.2.172}$$

则式 (3.2.171) 可简化为

$$b = r_p(1+B\cos 2\theta) \tag{3.2.173}$$

式(3.2.173)表明,破坏带范围呈椭圆形。如果垂直地应力 σ_z 大于水平地应力 σ_h 时,则呈图 3.2.10 a 所示的直立椭圆形。如果水平地应力 σ_h 大于垂直地应力 σ_z 时,则呈图 3.2.10b 所示的横卧椭圆形。

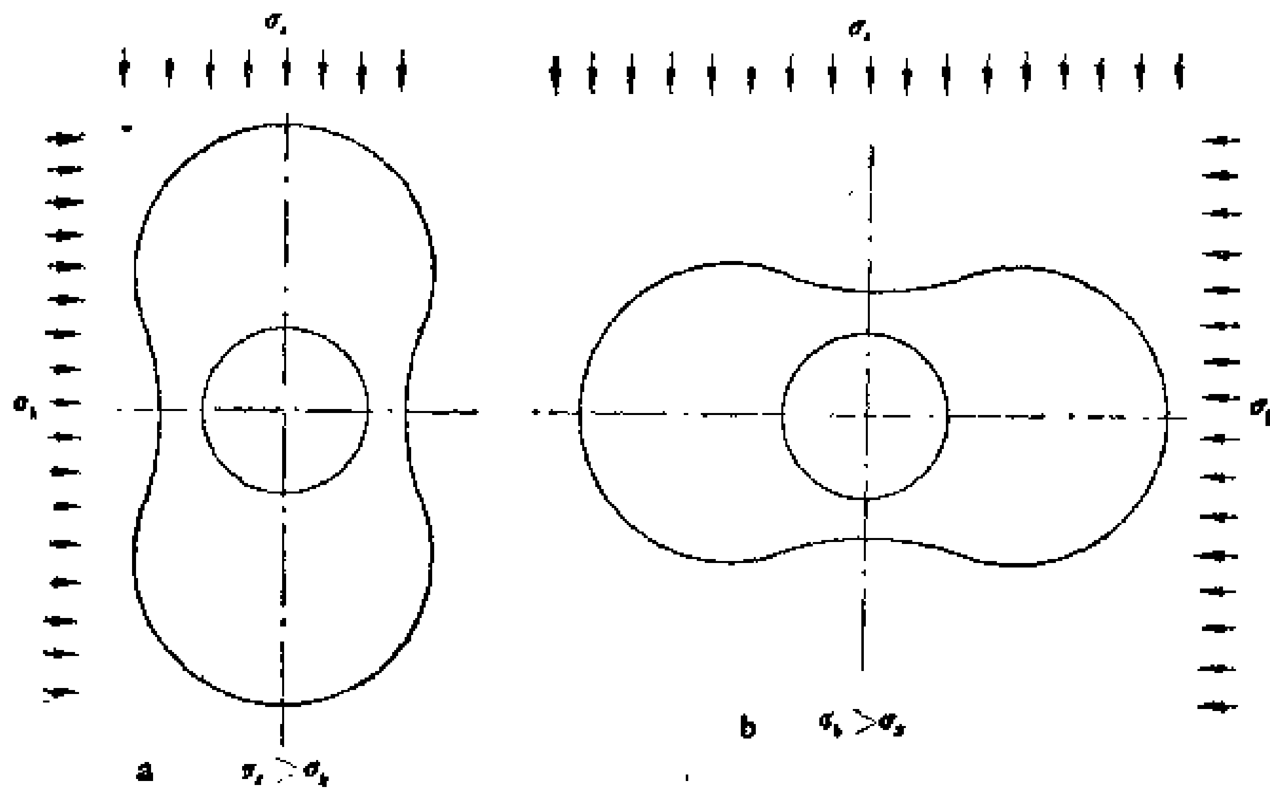


图 3.2.10 破坏带形状与地应力场特征关系

上述理论对地下洞室设计和选择加固措施具有重要意义,简单的说:

① 地下洞室形状应与地应力场轮廓相一致,这样可减少破坏范围,增加洞室稳定性;

② 加固岩体,提高岩体极限破坏强度,减少破坏带范围,借以增加洞体稳定性;

③ 利用预应力锚固的办法改善洞体受力状况,即增加 σ_3,借以提高洞体稳定性。但应该注意,采用预应力锚固时,深层锚头必须固定在破碎带外完整岩体内,否则将无效。

(七)地下洞室围岩内应力分布近似计算方法

在进行理论探讨时经常作出一些假定,借以探索一般规律。对地下洞室稳定性分析同样如此。实际的地下岩体工程中不论洞室形状和尺寸、地应力场、岩体结构、岩体力学性质都不一样,在岩体力学分析中必须做一些简化,近似分析,以便迅速对围岩变形和破坏状况有一个了解,做到心中有数。实际上,对岩体工程来说,很难在开挖前做出准确的分析。设计阶段的力学分析只能供确定方案用,故近似计算往往比单纯追求精确解更有意义。

在岩体力学分析中主要的问题是围岩内应力分布,这是变形和破坏分析的基础。在精确分析之前常要求对洞室围岩,特别是洞壁应力分布状态有个大致了解。为此,下面着重介绍一些概念,以便做出正确判断。

1) 洞室围岩内应力分布,只有洞形为圆形,地应力无各向异性,即 $\lambda=0$ 时,剪应力为零,全为主应力,且无方向性变化;除此以外,都存在有方向性变化,且存在剪应力。

2) 应力集中系数 K 和应力影响范围是围岩应力分布的两个重要参数。应力集中系数决定于洞室形状及地应力场特征,应力影响范围正比于洞室尺寸大小。当围岩由同种岩石组成时,围岩应力分布特征与岩体力学性质无关。

3）圆形和椭圆形洞室应力集中部位在洞顶底或边墙中部；而正方形和矩形洞室应力集中最大部位在四个角上。从理论上说，在角点上应力集中系数可达无穷大，实际上只不过达6—8。洞室形状对周边地应力集中影响较大，对深部影响较小。一般来说，应力影响范围大约为洞室尺寸的3—5倍。对矩形洞室来说，垂直于截面长轴方向影响远，短轴方向影响浅。

4）洞室周边顶部和两侧的应力集中系数列于下表中。表中 K_d 表示顶底中点最小主应力与原岩最大主应力之比，K_a 表示洞室两侧中点最大主应力与原岩最大主应力之比，顶部最小主应力方向为水平方向，两侧最大主应力方向为垂直方向。正值为压应力，负值为拉应力。

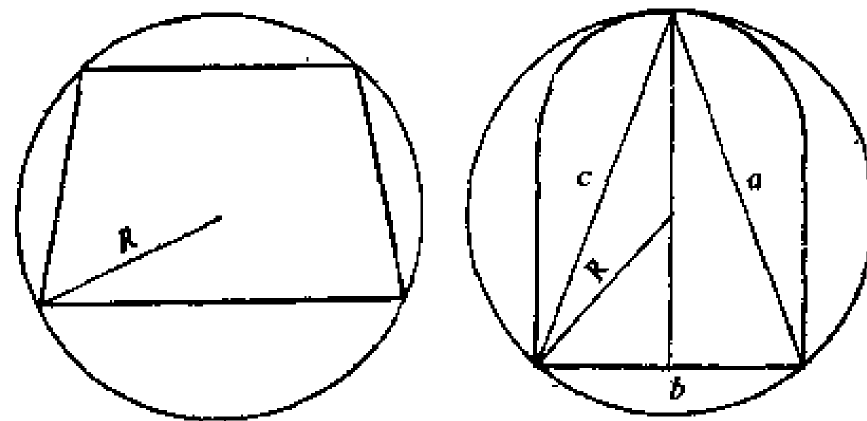


图 3.2.11　不规则形状洞室简化计算草图

表 3.2.2　洞室顶底和周边地应力集中系数

洞室形状 水平轴/垂直轴: $\frac{a}{b}$	$\lambda=0$		$\lambda=0.25$		$\lambda=0.5$		$\lambda=0.75$		$\lambda=1.0$	
	K_d	K_a	K_d	K_a	K_d	K_a	K_d	K_a	K_d	K_a
圆形 $\frac{1}{1}$	−1	3	−0.25	2.75	0.5	2.5	1.25	2.25	2	2
椭圆 $\frac{3}{2}$	−1	4	−0.42	3.75	0.17	3.5	0.75	3.25	1.33	3
椭圆 $\frac{2}{3}$	−1	2.33	0	2.08	1	1.83	2	1.58	3	1.33
正方形 $\frac{1}{1}$	−0.8	1.47	−0.44	1.27	−0.06	1.07	0.3	0.87	0.67	0.67
矩形 $\frac{3}{2}$	−0.98	2.15	−0.62	1.96	−0.31	1.76	0.07	1.57	0.36	1.38
矩形 $\frac{2}{3}$	−0.77	1.34	−0.23	1.09	0.31	0.85	0.84	0.6	1.38	0.36
矩形 $\frac{6}{1}$	−0.94	2.42	−0.64	2.23	−0.36	2.03	−0.06	1.84	0.25	1.65
矩形 $\frac{1}{6}$	−0.77	1.19	−0.16	0.96	0.44	0.72	1.04	0.48	1.65	0.25

注：$\lambda=\frac{P_x}{P_z}$ 为侧压力系数；K_d 为洞顶应力系数；K_a 为边墙应力系数。

5）实际的地下洞室形状是不规则的。如图 3.2.11 所示。有的为梯形，有的为圆拱直墙形。其围岩地应力分布无解析解。当然可以采用有限元法求解，亦可采用外接圆形或椭圆形求解，但这种方法求得的破坏半径是很近似的。

在实际工作中经常遇到圆拱直墙形地下洞室，这种形状的地下洞室围岩内应力分布的解析解极为复杂。做为特殊情况，洞壁各点应力状态已取得了计算结果，示于表 3.2.3 及图 3.2.12 中。

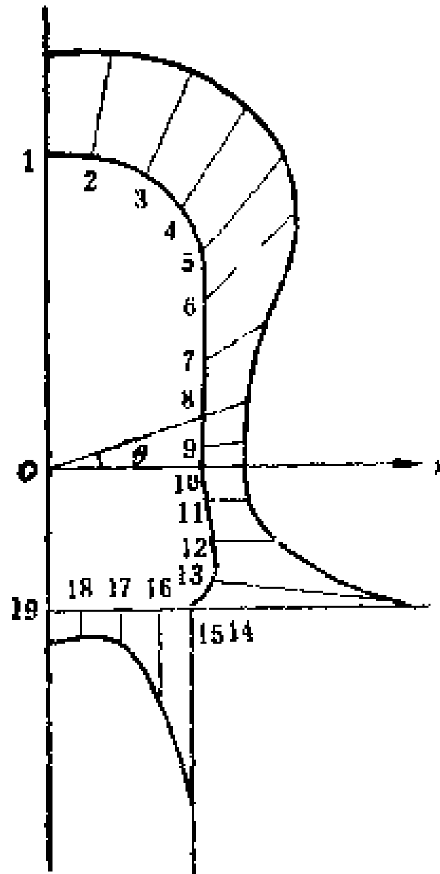


图 3.2.12　圆拱直墙形地下洞室周边应力分布图

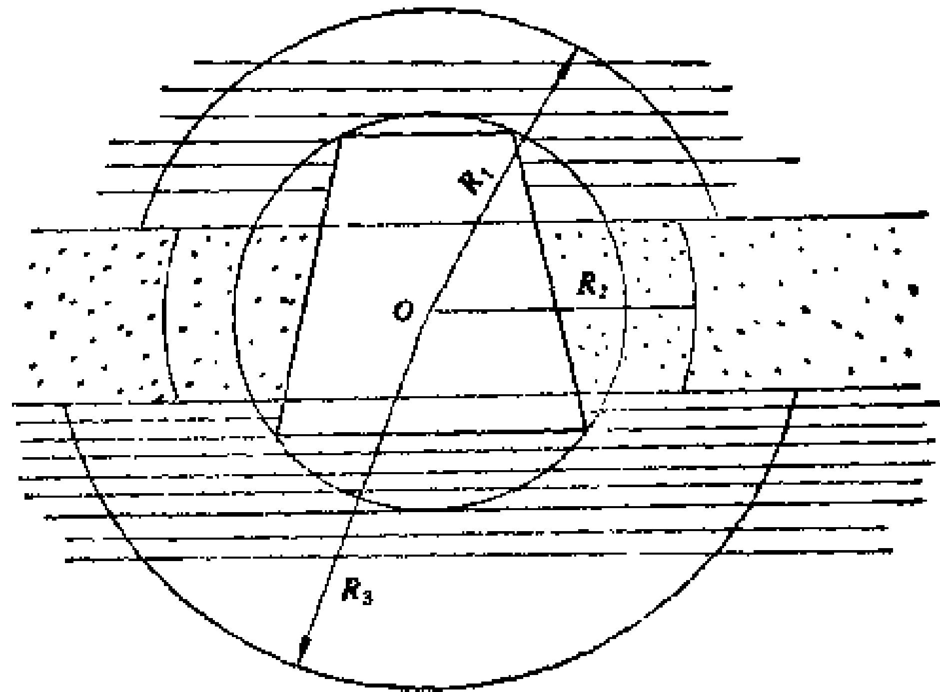


图 3.2.13　各向异性材料洞室简化计算草图

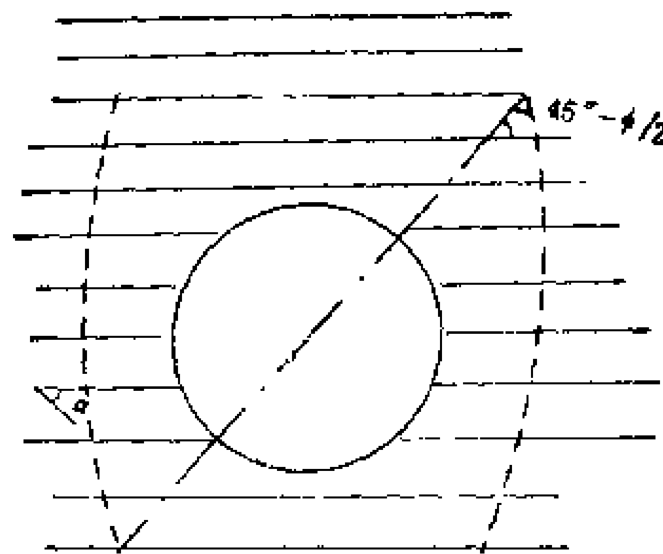


图 3.2.14　倾斜岩层洞室力学分析简化图

6）洞室围岩由多种岩石组成时，可以用不同的强度指标，计算各岩层破裂带半径。如顶板强度为 C_1，φ_1，则求得破坏带半径为 R_1，底板强度为 C_3，φ_3，则求得破坏带半径为 R_3，而中部为砂岩，其强度为 C_2，φ_2，据此计算得破坏带半径为 R_2（图 3.2.13）。这种近似计算对洞室围岩加固设计很有益处。

7）洞室围岩层理比较明显时，层理面强度对破裂带半径影响较大（图 3.2.14）。设层理面与水平面的夹角为 α，在最大主平面与层理相一致的位置上，岩体强度主要决定于

表 3.2.3 圆拱直墙形地下洞室周边应力值

$\theta°$	点号	σ_θ/rR	$\theta°$	点号	σ_θ/rR
90	1	23.401	−10	11	7.340
80	2	22.704	−20	12	8.897
70	3	21.520	−30	13	14.526
60	4	21.177	−40	14	35.161
50	5	21.819	−50	15	71.306
40	6	21.627	−60	16	29.744
30	7	18.174	−70	17	13.223
20	8	13.112	−80	18	8.610
10	9	9.423	−90	19	7.537
0	10	7.605			

岩块强度，可用它计算破坏带半径，最大主平面为半径方向。故倾角为 α 的半径方向的强度最大。破裂带半径最小，而最大主平面与层面夹角为 $45° + \frac{\phi}{2}$ 的位置，岩体强度主要决定于岩体中的软弱结构面强度。应以软弱结构面的 C_j 及 ϕ_j 计算破坏带半径，即在倾角为

$$\alpha \pm \left(45° + \frac{\phi_j}{2}\right)$$

的半径方向破坏半径最大。如果为脆性岩体，则亦可用强度矢量图求最大和最小强度及方向，利用脆性破坏公式估算破坏半径。

三、碎裂介质岩体力学

在第一部分内我们曾提出过，在 III，IV 级坚硬结构面切割下形成分离的结构岩体命名为碎裂结构岩体。具这种结构的岩体在无围压和低围压条件下在传递应力上和在变形发展上经常呈现不连续特征，在力学性质上具有明显的结构效应。这些特征早已被工程地质和岩体力学工作者所重视，并进行了许多室内外试验研究。D. H. Trollope (1969) 把这些研究结果做了基本总结，发表于 K. G. Stagg 和 O. C. Zienkiwiz (1969)主编的《工程实用岩石力学》内。著者曾参看了这部分资料。

碎裂结构岩体既不同于块裂结构岩体，又不同于完整结构岩体。这不仅表现在岩体结构上，而且更重要的是表现在岩体力学作用上。就岩体力学性质来说，块裂结构岩体主要受软弱结构面力学性质控制，完整结构岩体则受岩块力学性质控制。而碎裂结构岩体则既受结构面控制，又受结构体——岩块力学性质控制。就岩体力学作用来说，同样，它既不同于块裂结构岩体，又不同于完整结构岩体力学作用。岩体内应力传播特征就是一个很好的例子。碎裂结构岩体内应力传播与块裂结构岩体及完整结构岩体中大不相同。块裂结构岩体内应力传播，从岩体运动及平衡角度看，主要是通过结构面或者说通过块裂结构岩体表面起作用。完整结构岩体力学作用，由于其变形是连续的，因此其应力传播遵从着连续介质力学法则。而碎裂结构岩体内应力传播特征是具有强烈的结构效应，它的结构效应主要表现在外力作用下，在碎裂介质岩体内形成的应力场特征上，这种现象我们称为应力传播结构效应，这种在应力传递上的结构效应也规定着在变形发展和破坏机制上也存在有结构效应。在力学性质和力学作用上，具有明显结构效应是碎裂介质岩体的

一个重要特征，它与块裂介质岩体和连续介质岩体的主要区别也在于此。这一点主要决定于岩体地质特征，特别是岩体结构特征及地应力条件。在研究碎裂介质岩体力学作用之前，必须对岩体地质特征做出明确的识别。并借以鉴别岩体力学介质类型。

（一）碎裂介质岩体地质特征

在第一部分内我们曾明确地指出过，岩体力学介质类型系根据岩体在外力作用下产生的应力传播和变形的连续性来划分的，而岩体内应力传播和变形特征，主要控制于：

（1）岩体结构；

（2）岩性特征；

（3）岩体赋存围压条件。

这三者中岩体结构是最基本的，在鉴别岩体力学介质类型之前，必须弄清岩体结构特征和岩体结构类型。

构成碎裂介质岩体有两种结构类型，即：

（1）碎裂结构；

（2）粗碎屑散体结构。

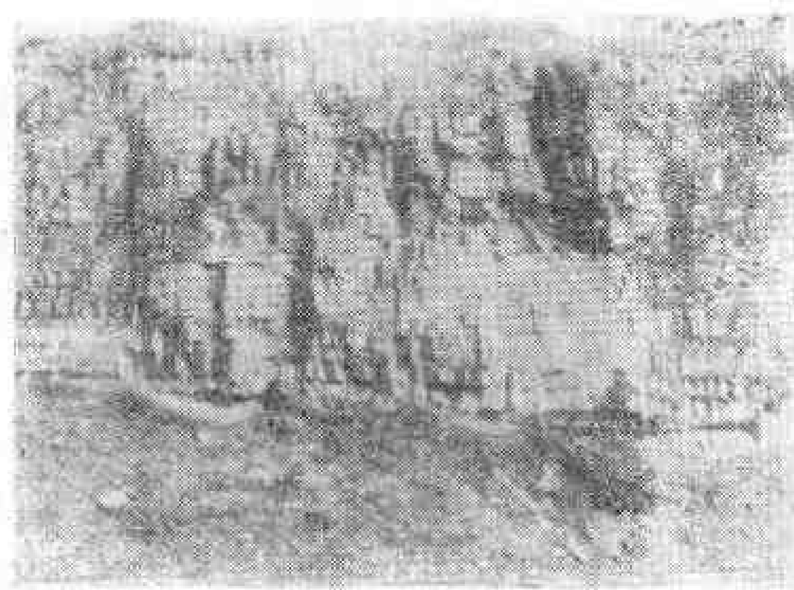
其中碎裂结构又可划分为许多种亚类，主要有三种亚类。即：

（1）等厚层状碎裂结构；

（2）不等厚层状碎裂结构；

（3）块状碎裂结构。

我们在第一部分内已经指出过，对层状岩体来说，节理间距与岩层厚度有一定的关系。等厚层状岩体内发育的节理，其间距大体相等；不等厚度岩层组成的岩体内节理间距不等，且不切层，上下不贯通。这一规律决定了等厚层状岩体在节理切割下形成的岩体结构具有独特的一种规律。如照片 3.3.1 所示，这种岩体内发育的节理，上下贯通，且节理面



照片 3.3.1 三叠纪砂岩内节理特征

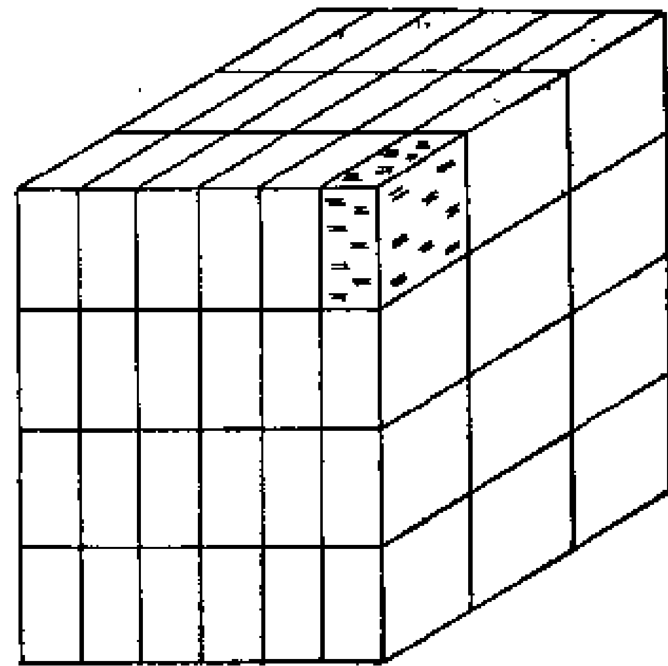


图 3.3.1 等厚层状岩体结构——对缝砌体结构素描

近似地垂直于层面；在层面方向上，构造作用地区或缓倾角岩体内节理呈棋盘格式分布，它构成一种对缝砌体结构（图 3.3.1）。在剧烈构造作用地区，可发育多组节理，在层面方

向上，结构体形状不一定呈棋盘格式，而呈四面体和多面体。但是，在剖面方向上则多数仍呈贯通切割，亦构成对缝砌体碎裂结构。

不等厚层状岩体中单层厚薄互层的比较少见，而多数的则为一组厚层和一组薄层的互层产出（图3.3.2）。在等厚的部分厚层岩体内仍呈对缝砌体碎裂结构，而对由厚层组和薄层组部分岩体组成的整个岩体来说，则它又具有错缝砌体碎裂结构，这种岩体结构具有如下的基本特征：

（1）在剖面上节理多与层面正交，但节理不切层，具错缝砌体堆积特征。

（2）在层面方向上，轻微构造作用区多呈棋盘格式结构；在剧烈构造作用区结构体呈四面体或多面体形。

（3）这种岩体结构具有强烈的方向性。当作用力垂直于层面方向时，它属于错缝砌体碎裂结构，而当应力平行于层面方向作用时，则它仍呈对缝砌体碎裂结构特征。这表明，同一种结构的岩体，由于作用力方向不同，其力学效应是不同的。因此，它所具有的力学模型亦不同。岩体力学模型密切地与岩体结构有关。但不能认为，具有一定结构岩体就一定只具有同一种力学模型；而当它所受的作用力方向不同时，具有不同的力学效应，因而可以具有不同的力学模型。这一点在进行岩体力学研究时必须注意。

各种类型的岩浆岩中的原生节理和构造节理常将岩体切割成形状相近、块度相当的块状结构体，使岩体呈块状碎裂结构。玄武岩体中柱状节理是这种岩体结构的一种代表。这种结构的岩体，按其力学效应来说，基本上与等厚层状岩体在节理切割下形成的对缝砌体碎裂结构相同。在这种岩体中，结构面方向性对岩体内应力传播和变形、破坏机制具有强烈的控制作用。在围压稍高或岩性稍软时，这种岩体结构效应迅速消失。

散体结构的主要特点是结构面呈无序状分布，且其结构体形状亦各异。它具有很大的随机性，结构体间对缝排列机率比较少。因此，它具有错缝砌体结构力学效应。应当注意，在具有散体结构特征破碎带常发育有低级序剪切面。在这种低级序结构面控制下，岩体内应力传播、变形和破坏亦具有一定的方向性和结构效应。如果具有散体结构特征的岩体内发育有这种低级序结构面时，必须充分重视这种结构面力学作用。

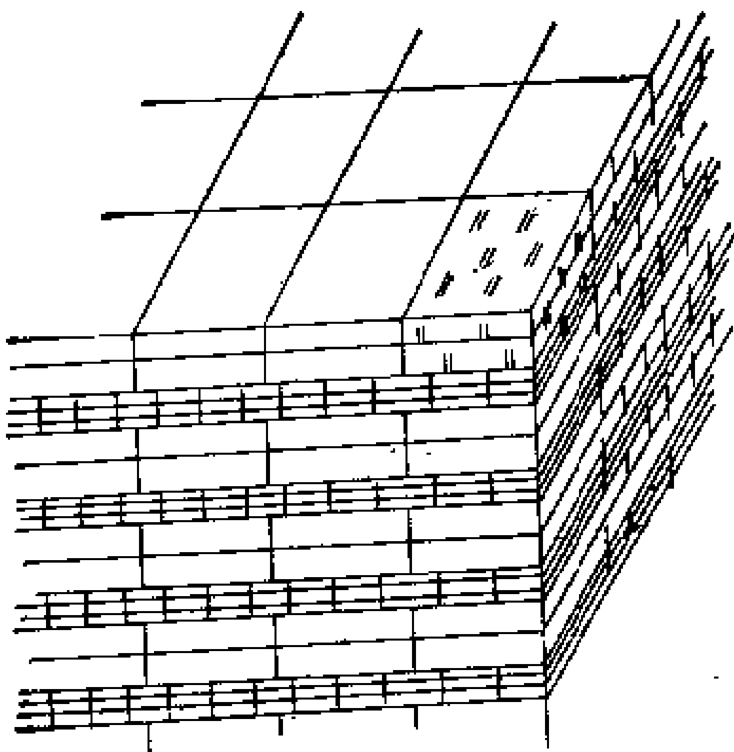


图3.3.2　不等厚层状岩体结构特征——错缝砌体碎裂结构

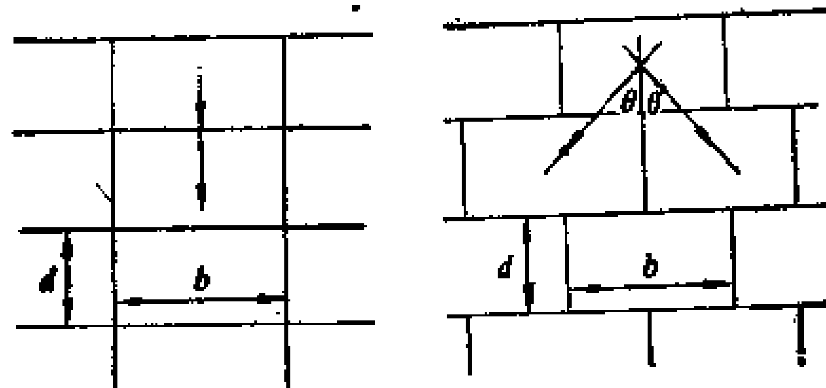


图3.3.3　碎裂介质岩体应力传播力学模型

上述资料表明，构成碎裂介质岩体的四种结构类型，按其力学作用可以归并为两种典型结构类型，即

(1) 对缝砌体碎裂结构，包括块状碎裂结构和等厚层状碎裂结构；

(2) 错缝砌体碎裂结构，包括不等厚层状碎裂结构和粗碎屑散体结构。

上述两种特征碎裂结构岩体，在一定的岩性及围压条件下构成碎裂介质岩体时，它所具有的结构效应明显不同。但是，应当注意，上述两种典型碎裂结构岩体不是等机率出现的。野外考察结果表明，在工程实践中展现在我们面前的主要是对缝砌体碎裂结构，而错缝砌体碎裂结构是极为少见的。

（二） 碎裂介质岩体地基变形分析原理及方法

碎裂介质岩体地基变形机制因结构面产状及分布情况多变，故比较复杂。为了从原理上说明问题，在本节讨论中只选取最简单结构面直交力学模型，其中一组结构面与地基底面平行，另一组与地基底面垂直。

根据上节分析，我们得知，碎裂介质岩体的最简单岩体结构模型，实际上有两种基本类型，即

(1) 对缝式碎裂结构；

(2) 错缝式碎裂结构。

与此相应地，其应力传播力学模型亦有两种。如图 3.3.3 所示，(1) 单向传播；(2) 扩散传播。

实验结果表明，单向传播是对缝式碎裂结构形成的碎裂介质岩体中应力传播的基本法则。其特点是在碎裂面包围范围内的岩体从上向下直接传播。横向方向上仅由摩擦作用使作用力向周围方向按一定数量传递。

扩散传播是错缝式碎裂介质岩体中应力传播法则。其特点是在破裂面包围范围内的岩体中应力不仅向下传播，而且由中央向四周扩散。同时，在破裂面边界处由摩擦作用而使作用力向四周作少量的扩散传递。

上述表明，碎裂介质岩体内应力传播的基本机制，是以结构体为单元进行传播。结构体排列形式不同，形成的岩体结构不同，应力传播机制成分亦有所不同。总的来说，不管岩体结构形式如何，其应力传播机制成分主要有两种：

(1) 正应力传递；

(2) 摩擦力传递。

图 3.3.3 所示的两种力学模型的不同，主要在于正应力传递机制不同。单向传递机制是正应力通过结构体单线向下传递。扩散传播机制是正应力通过岩体结构中错缝，一分为二的通过岩体结构向下传递。另一方面，因为岩体总是赋存于一定的地应力环境中，借助于结构体间结构面摩擦阻力，使应力向侧向传递。这一机制不论对缝砌体结构或错缝砌体结构岩体来说，都是一样。其扩散速度决定于两种因素，即

1) 地应力；

2) 结构面抗剪力，即

$$\tau = \sigma_s \operatorname{tg} \phi_j + C_j \tag{3.3.1}$$

式中 σ_x 为作用于结构体侧面上地应力；ϕ_j 为结构面摩擦角；C_j 为结构面粘结力。当岩体内地应力 $\sigma_x = 0$ 时，或结构面抗剪强度为零时，则碎裂介质中应力传播成分只剩下正应力传递。在这种情况下，问题就变得十分简单，即对缝式碎裂结构岩体中只有结构体单向传递，在岩体内不存在有应力扩散(图 3.3.4 a)。错缝式碎裂结构岩体中只剩下结构体扩散(图 3.3.4 b)。错缝式碎裂结构岩体中应力扩散速度主要决定于结构体形状，结构体形状决定着应力扩散角。D. H. Trollope (1969) 详细地研究了这类结构的碎裂介质岩体中应力传播问题。D. H. Trollope 的研究，没有考虑地应力的作用。实际上这是不可忽视的因素。

前一章曾提及碎裂介质岩体尽管存在有两种典型结构型式，但在实际中并不是等量

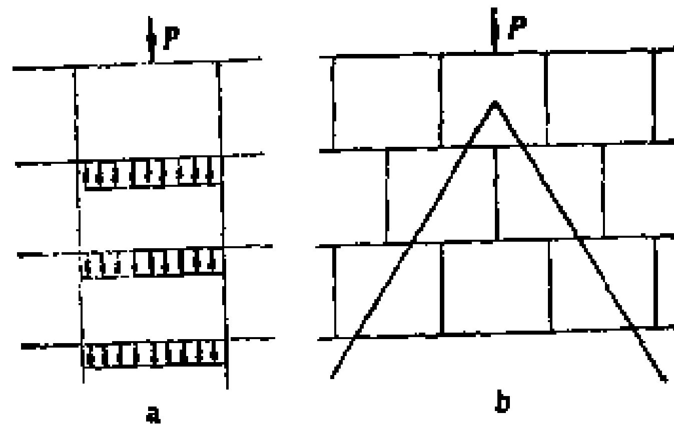


图 3.3.4 无围压作用时碎裂介质岩体中应力传播机制

齐观的。在野外，错缝式碎裂结构是比较少见的，最常见的则为对缝式碎裂结构岩体。据此，下面我们将以对缝式碎裂结构岩体为主要对象，来讨论碎裂介质岩体中应力传播，而对错缝式碎裂结构岩体中应力传播规律略作讨论。

（三）对缝式碎裂结构岩体中应力传播

1. 应力传播机制模型试验结果的启示

为了认识对缝式碎裂结构介质岩体中应力传播规律，我们利用硬苯板块堆砌体进行了模型试验。模型如图 3.3.5 所示。用硬苯板做成模型的结构尺寸为 5.5×11×24cm³，共 16 行 14 层。地应力用钢丝绳缠绕千斤顶加压模拟，作用力用压机加压，作用力作用于中间两行或三行上。采用观测变形方法来认识应力在岩体内传播机制。下面三个试验结果是十分有意义的。

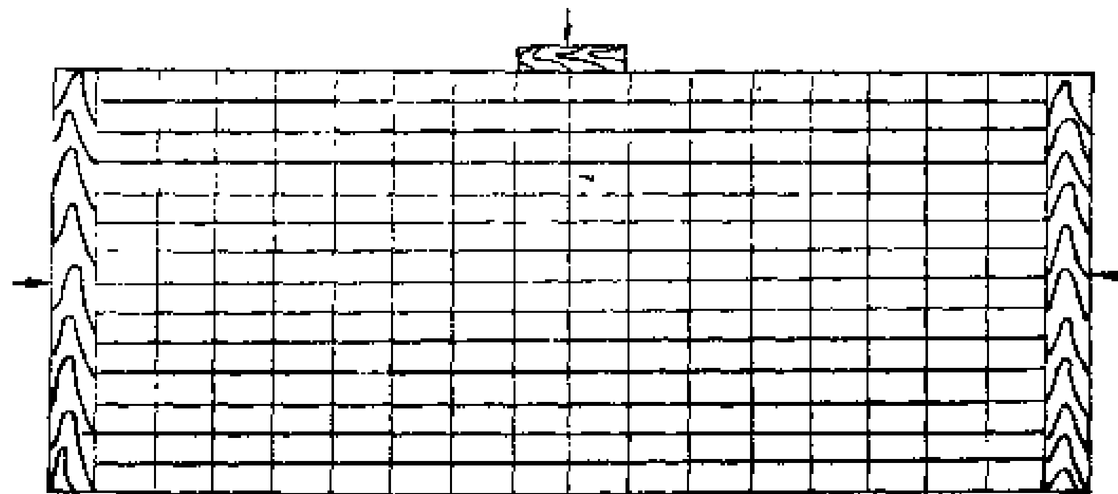


图 3.3.5 对缝式碎裂结构介质岩体中应力传播试验模型

(1) 如图 3.3.6 所示，当围压等于零时，在外力作用下，沿岩体内结构面形成破裂面，应力主要在破裂面包围范围内的岩体中传播，破裂面外没有传播。因此，试验结果表现为中间两行模型块压缩，与周围模型块断开，周围模型块不动。

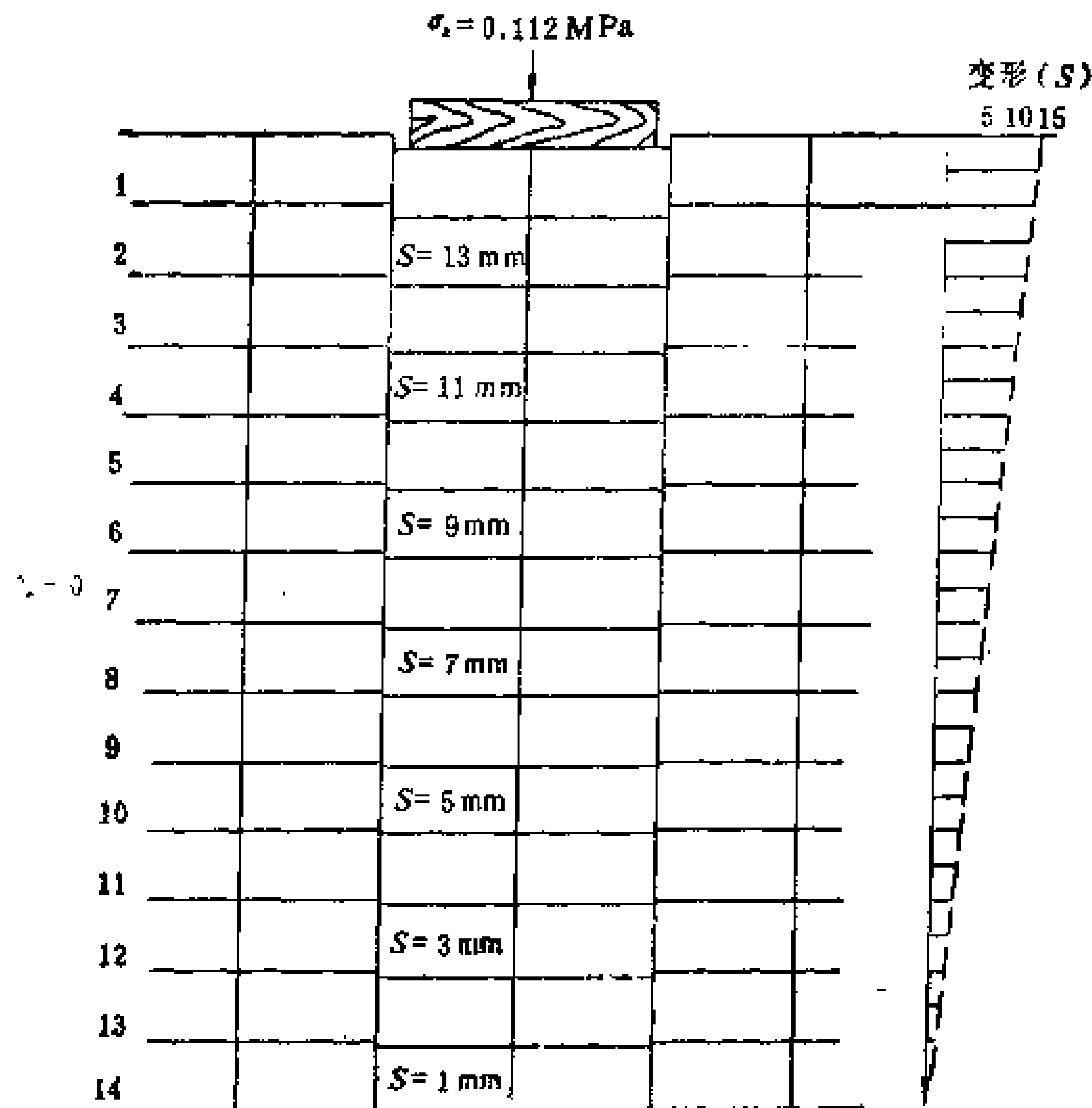


图 3.3.6 围压 $\sigma_x = 0$ 时对 构碎裂介质岩体变形特征

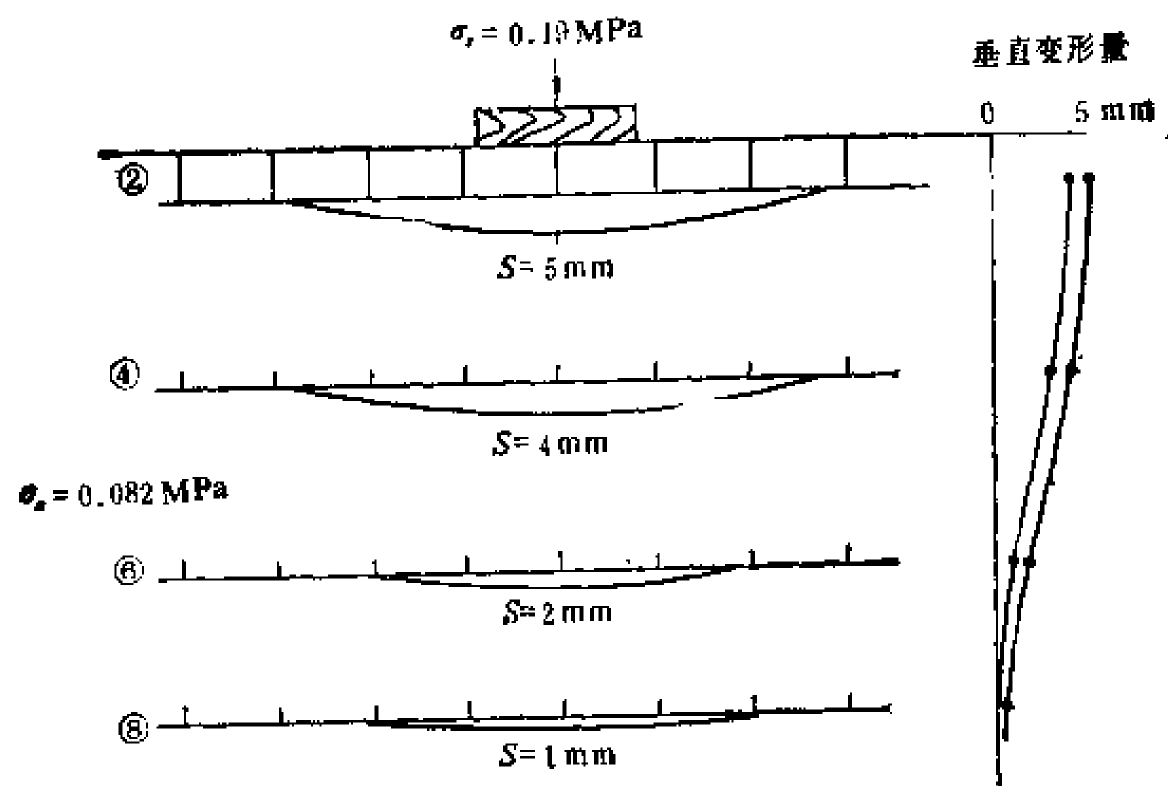


图 3.3.7 围压 σ_x = 0.082MPa, σ_z = 0.19MPa 时模型的变形特征

(2) 如图 3.3.7 所示，在围压作用下，当作用力较小时，不产生破裂面，岩体内呈连续变形，变形不仅随着深度增加而减小，而且变形影响范围亦随之缩小。如在 1t 外力作用下第二层变形量 $S = 5$mm，影响范围为 6 块模型块；而第六层变形量 $S = 2$mm，影响范围缩小为 4 块模型块。

(3) 如 3.3.8 所示，在围压作用下，当作用力较大时，岩体内产生破裂面。在破裂面分割下，变形可分为三个区：① 作用力大于结构体间抗剪力及下卧层支撑力时直接受外力作用结构体与相临结构体错断，呈不连续变形，构成断裂压密区。②压密区外围岩体在产生错断剪应力作用下产生弯曲变形，且其变形范围比较小。③ 错断形成的压密区下部岩体仍呈连续变形，即可归属于连续介质。这一试验表明，碎裂结构岩体并不都是碎裂介质岩体，在作用力小于岩体在地应力作用下形成的抗剪力及下卧层支撑力时，可转化为连续介质岩体。

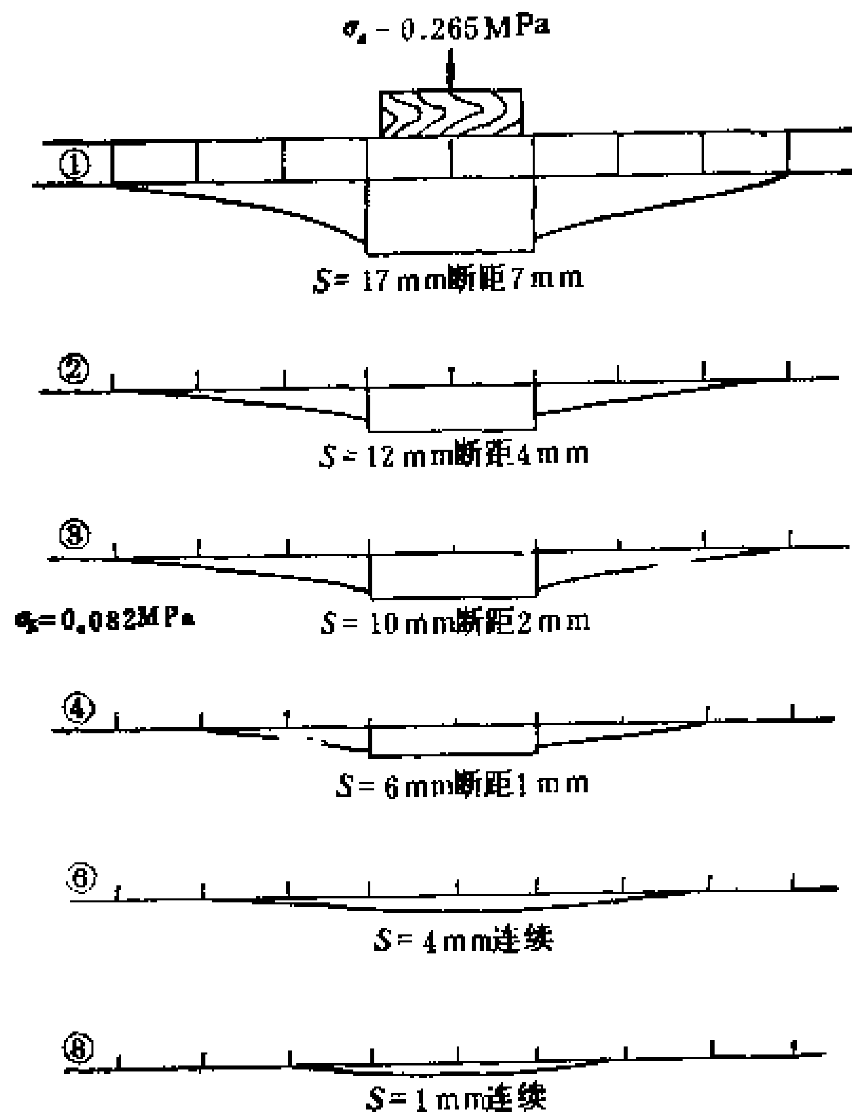


图 3.3.8 围压 $\sigma_x = 0.082$MPa，$\sigma_z = 0.265$MPa 时模型的变形特征

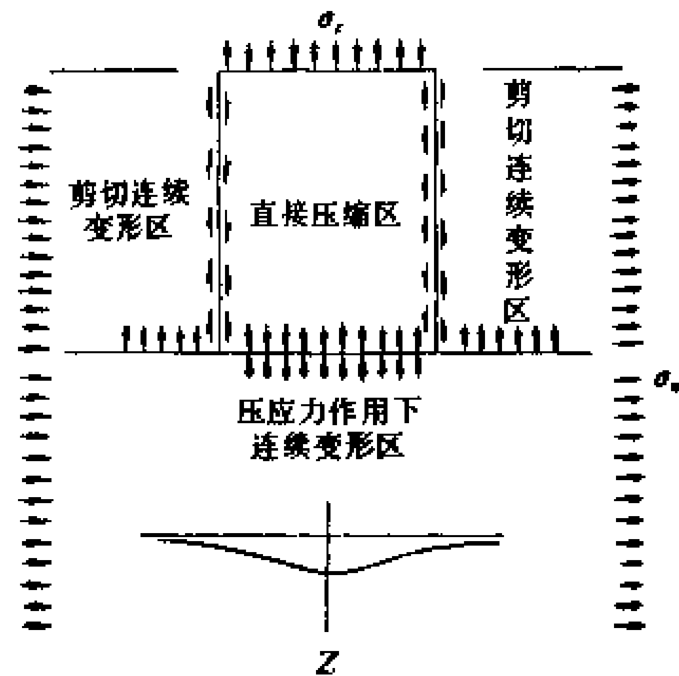


图 3.3.9 对缝式结构碎裂介质岩体的力学作用模型

上述试验结果表明，碎裂介质岩体并不是完全不存在应力和变形的连续性的。它既存在有不连续性，也存在有连续性。对第一类结构的碎裂介质岩体来说，其不连续性主要表现在垂直应力作用下，应力和变形在横向分布上。如图 3.3.8 所示，模型的1—4层变形横向分布，在压板边界处出现有错断，形成有破裂面。在破裂面分割下模型可分为三个区。即

(1) 直接压缩区；

(2) 剪切连续变形区；

(3) 压应力作用下连续变形区。

上述模型可以更直观的用图 3.3.9 表示。不言而喻，剪切变形区和压应力连续变形区内应力传播和变形发展是连续的，且直接压缩区内应力和变形在作用力方向上的传播亦是连续的。但是，它和它的周围连续变形区受破裂面所分割，因而是不连续的。由于侧向围压为常数(即 $\sigma_x = \sigma_{x0}$)，则直接压缩区按平面应力状态变形规律发展。

上述分析表明，碎裂介质岩体力学，在确定了由破裂面分割成的力学作用区后，可以转化为连续介质力学问题处理，这是一个十分重要的成果。

2. 应力传播的数学解析

碎裂介质岩体力学是不连续介质力学。但是，在一定条件下可以转化为连续介质力

学模型，采用连续介质力学方法处理。上节不难看出，碎裂介质岩体在外力作用下形成的三个力学作用区中的连续变形区，无疑是可以采用连续介质力学方法处理的，同样直接压缩区内岩体的力学作用，也可以采用连续介质力学方法处理。可见，对地基变形和破坏课题来说，在力学作用分区确定后，碎裂介质岩体力学问题完全可以采用连续介质力学方法处理。下面我们以地基力学模型为例，简要讨论碎裂介质岩体地基变形分析问题，借以阐述碎裂介质岩体力学原理。

(1) *直接压缩区内应力传播* 根据图 3.3.9 所示力学模型，可以得到图 3.3.10 所示的在破裂面包围范围内的直接压缩区力学模型。直接压缩区岩体上受 σ_{zp} 的作用，在水平地应力 σ_x 控制下，岩体内形成有深度至 z 的开裂的破裂面。岩体上受的作用力 σ_{zp} 经过摩擦阻力的消耗，在破裂面延展深度 z 处的直接压缩区底面上变为 σ_z。设直接压缩区受力面尺寸为 $l_1 \times l_2$，则任一深度 z 处

$$l_1 l_2 \sigma_{zp} = \sigma_z l_1 l_2 + 2(l_1 + l_2) z\tau \tag{3.3.2}$$

或

$$\sigma_z = \sigma_{zp} - 2\tau\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right) z \tag{3.3.3}$$

式中

$$\tau = f\sigma_x + C;$$

σ_x 为水平地应力，在工程作用范围可通过地应力测量求得。在无测量资料时可假定由自重作用形成的，即

$$\sigma_z = \gamma \cdot z$$

$$\sigma_x = \frac{\mu}{1-\mu}\sigma_z = \frac{\mu}{1-\mu}\gamma z$$

如此，

$$l_1 l_2 \sigma_{zp} = \sigma_z l_1 l_2 + 2(l_1 + l_2)\left(Cz + f_1\int_0^z \gamma z dz\right)$$

$$= l_1 l_2 \sigma_z + 2(l_1 + l_2)\left(Cz + \frac{1}{2} f_1 \gamma z^2\right)$$

$$= l_1 l_2 \sigma_z + 2(l_1 + l_2)\left(C + \frac{1}{2}\gamma z f_1\right) z$$

$$f_1 = f\frac{\mu}{1-\mu}$$

$$\sigma_z = \sigma_{zp} - 2\left(C + \frac{1}{2}\gamma z f_1\right) z \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} \tag{3.3.3'}$$

当水平地应力为常数时，

$$\sigma_z = \sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)\left(\frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2}\right) z \tag{3.3.3''}$$

直接压缩区底部作用力变为

$$\left.\begin{aligned} \sigma_{za} &= \sigma_{zp} - 2\left(C + \frac{1}{2}\gamma z_0 f_1\right) z_0 \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} \\ \text{或}\quad \sigma_{za} &= \sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)\frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} z_0 \end{aligned}\right\} \tag{3.3.4}$$

在下面的讨论中，为了简明起见，我们这里假定水平地应力 σ_x 等于常数。这种假定不一定正确，在实际工作中应根据实际情况来选定。

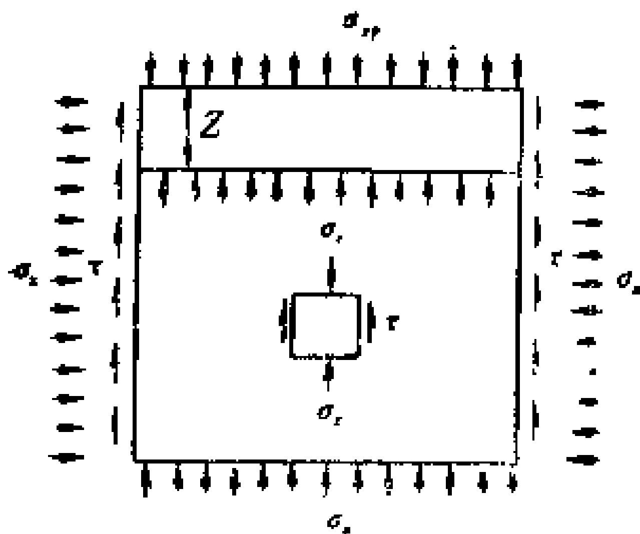


图 3.3.10 直接压缩区力学作用模型

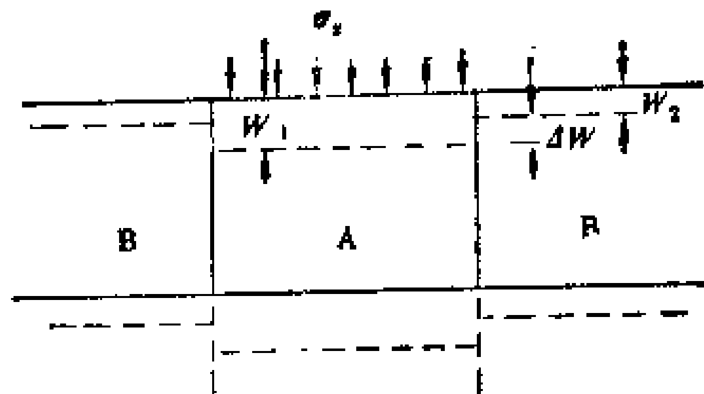


图 3.3.11 破裂面处相邻的结构体间变形差

式 (3.3.3) 及 (3.3.4) 是近似公式，但是它对分析碎裂介质岩体力学问题来说，也可以满足要求。式 (3.3.4) 中 z_0 为破裂面延展深度。它是将破裂介质岩体力学问题转化为用连续介质力学方法处理的一个重要条件。

(2) *破裂面延展深度 z_0 分析* 已知破裂面形成条件为

$$\Delta W = \frac{\partial W}{\partial x} b = \frac{1}{K_t}(f\sigma_x + C) \tag{3.3.5}$$

式中 ΔW 为破裂面两边的结构体在法向力作用下产生的变形差，即

$$\Delta W = W_1 - W_2 \tag{3.3.6}$$

如图 (3.3.11) 所示，W_1 为直接压缩区结构体 A 的下沉变形，W_2 为相邻的不受力结构体 B 在直接压缩区作用力影响下产生的下沉变形。W_1 和 W_2 的大小可以通过将作用于每个结构体上的合力作为集中力，利用集中力对计算点变形效应叠加办法求得。岩体变形，除有结构体变形外，尚有结构面闭合变形。结构面闭合变形服从指数法则，积分比较复杂。为了简化计算，建议采取分段，即采用综合变形模量办法分段，作为线型关系进行处理，这样就可以应用已有的弹性解。根据弹性理论，在集中力作用下距着力点 r 处表面引起产生的下沉变形 W 为

$$W_{z=0} = \frac{1-\mu^2}{\pi E r} P \tag{3.3.7}$$

式中 P 为作用于单个结构体上的合力，即

$$P = ab\sigma_z \tag{3.3.8}$$

式中 σ_z 为破裂面影响深度 z 处的法向力，它可以通过式 (3.3.3) 求得，如此，

$$W_{z=0} = \frac{1-\mu^2}{\pi E r}\left[\sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right) z_0\right] ab \tag{3.3.9}$$

利用上列相应公式联立便可求得破裂面延展深度 z_0。举例如下:

1) 单个结构体受力作用时形成的破裂面深度 z_0 在这种情况下，式 (3.3.3)，(3.3.4)中的 $l_1 = a$，$l_2 = b$。则式 (3.3.9) 变为

$$W_{z=0} = \frac{1-\mu^2}{\pi E r}\left[\sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) z_0\right] ab$$

$$= \frac{1-\mu^2}{\pi E r}[ab\sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)(a+b)z_0] \quad (3.3.10)$$

对力直接作用的结构体相邻结构体 B 来说，其中心变形，根据式 (3.3.10) 求得为

$$W_{z=0} = \frac{1-\mu^2}{\pi E a}[ab\sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)(a+b)z_0] \quad (3.3.11)$$

而受力作用结构体 A 的中心变形可以近似地采用圆形基础下中心下沉变形公式计算，即

$$W_0 = \frac{2(1-\mu^2)}{\pi E a}P = \frac{2(1-\mu^2)}{\pi E a}[\sigma_{zp}ab - 2(f\sigma_x + C)(a+b)z_0] \quad (3.3.12)$$

则

$$\Delta W = W_1 - W_2 = W_{z=0} - W_0 = \frac{1-\mu^2}{\pi E a}[\sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)(a+b)z_0] \quad (3.3.13)$$

代入式 (3.3.5)，得

$$z_0 = \frac{ab\sigma_{zp}}{2(f\sigma_x + C)(a+b)} - \frac{\pi E a}{2K_s(1-\mu^2)(a+b)} \quad (3.3.14)$$

2）直接压缩区为矩形状时破裂面延展深度 z_0　如图 3.3.12 所示，结构体受力面尺寸为 a，b。压缩区尺寸 $l_1 = na$，$l_2 = mb$。实验和工程实践经验表明，碎裂介质岩体在工程作用下产生的破裂面，常发生在作用于岩体上工程结构边缘处，即发生在受力体边缘上（图 3.3.12）。工程作用下直接压缩区岩体可以视为整体，地应力摩擦作用仅存在于直接压缩区受力岩体的界面上。式 (3.3.3) 和 (3.3.4) 可改写为

$$\sigma_z = \sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)\left(\frac{1}{na} + \frac{1}{mb}\right)z_0 \quad (3.3.15)$$

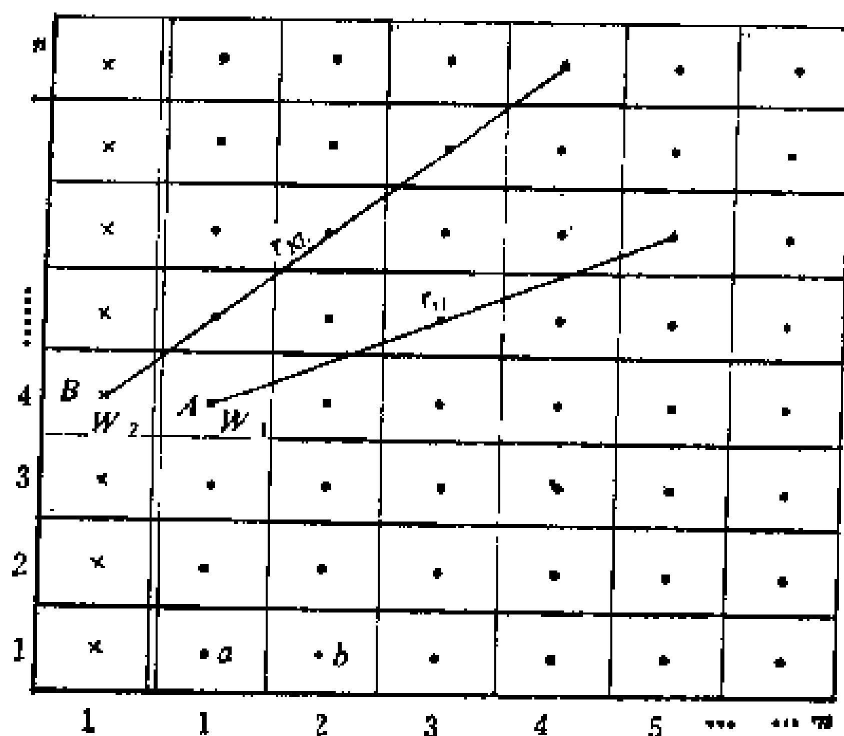


图 3.3.12　结构体单元力学效应叠加法计算草图

作用于单个结构体上的合力：

$$P = ab\sigma_{zp} = ab\left[\sigma_{zp} - 2(fb_x + C)\left(\frac{1}{na} + \frac{1}{mb}\right)z_0\right] \quad (3.3.16)$$

受力区边缘上结构体 A 的下沉变形由结构体本身直接受力产生的下沉变形 $W_{r=0}$ 及其它结构体受力作用影响产生的下沉变形 W_r 共同组成的。即

$$W_1 = W_{r=0} + W_r$$

$$W_{r=0} = \frac{2(1-\mu^2)}{\pi E a} P$$

$$W_r = \frac{1-\mu^2}{\pi E}\left(\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}\frac{1}{r_{ij}}\right)P \tag{3.3.17}$$

即

$$W_1 = \frac{1-\mu^2}{\pi E}\left[\frac{2}{a} + \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}\frac{1}{r_{ij}}\right]P \tag{3.3.18}$$

与结构体 A 相邻的结构体 B 在直接压缩区作用载荷影响下产生的变形，由草图 3.3.12 可以写为

$$W_2 = \frac{1-\mu^2}{\pi E}\left(\sum_{K=1}^{n}\sum_{l=2}^{m+1}\frac{1}{r_{KL}}\right)P \tag{3.3.19}$$

$$\Delta W = W_1 - W_2 = \frac{1-\mu^2}{\pi E}\left(\frac{2}{a} + \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{r_{ij=1}} - \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{r_{ij=n}}\right)P \tag{3.3.20}$$

式中 $r_{ij=1}$ 为直接压缩区第一行对结构体 A 的影响半径，$i=1\sim n$；$r_{KL=m}$ 为直接压缩区 m 行，即查核点对面的直接压缩区边行对结构体 A 的影响半径，$K=1\sim n$。

将式 (3.3.16) 代入式 (3.3.20)，再代入式 (3.3.5) 解得

$$z_0 = \frac{mnab\sigma_{zp}}{2(f\sigma_x + C)(na+mb)} - \frac{mn\pi E}{2K_t(1-\mu^2)(na+mb)\left[\frac{2}{a} + \sum_{1}^{n}\frac{1}{r_{ij=1}} - \sum_{1}^{n}\frac{1}{r_{KL=m}}\right]} \tag{3.3.21}$$

3）带状载荷作用下破裂面延展深度 z　　这种情况属于平面应变课题，即

$$\varepsilon_x = 0$$

$$\sigma_x = \mu(\sigma_y + \sigma_z)$$

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \varepsilon_z = \frac{1}{E}[\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] = \frac{1}{E}[(1-\mu^2)\sigma_z - \mu(1+\mu)\sigma_y] \tag{3.2.22}$$

$$\sigma_z = \frac{3P}{2\pi}\cdot\frac{z^3}{R^5}$$

$$\sigma_y = \frac{3P}{2\pi}\left\{\frac{y^2 z}{R^5} + \frac{1-2\mu}{3}\left[\frac{1}{R(R+z)} - \frac{(2R+z)y^2}{(R+z)^2R^3} - \frac{z}{R^3}\right]\right\}$$

式中

$$R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$$

代入式 (3.3.22)，得

$$W = \frac{3P}{2\pi E}\left[(1-\mu^2)\int\frac{z^3}{R^5}dz - \mu(1+\mu)\int\frac{y^2 z}{R^5}dz - \frac{\mu(1+\mu)(1-2\mu)}{3}\right.$$
$$\times\int\frac{dz}{R(R+z)} + \frac{\mu(1+\mu)(1-2\mu)}{3}\int\frac{2R+z}{(R+z)^2R^3}dz$$
$$\left.+\frac{\mu(1+\mu)(1-2\mu)}{3}\int\frac{z}{R^3}dz\right] + f(y) \tag{3.3.23}$$

上式积分，得

$$W = \frac{(1+\mu)P}{2\pi E}\left[\frac{y^2}{R^3} + \frac{3(\mu-1)}{R} - \frac{\mu(1-2\mu)}{y^2}(R-z)\right] + f(y) \quad (3.3.24)$$

令 $z=0$，

则
$$W_{z=0} = \frac{(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)}{\pi E} \cdot \frac{P}{y} + f(y) \quad (3.3.25)$$

我们知道，$z=0$，$y=\infty$ 时，$W=0$，据此得 $f(y)=0$，由此得平面应变条件下集中载荷对距离为 y 处地面产生的垂直变形为

$$W_{z=0} = \frac{(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)}{\pi E} \cdot \frac{P}{y} = A \cdot \frac{P}{y} \quad (3.3.26)$$

$$A = \frac{(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)}{\pi E} \quad (3.3.27)$$

受条形载荷作用时在受载荷作用边缘处相邻结构体的相对变形

$$\Delta W = W_1 - W_i = AP\left(\sum_{1}^{n}\frac{1}{iy_i} - \sum_{1}^{n-1}\frac{1}{y_i}\right) + W_0 \quad (3.3.28)$$

式中 $P=abp$；a 为结构体宽度；p 为条形载荷压强；iy_i 为条形载荷内任一个结构体距带状地基边缘内第一个结构体的距离；y_i 为条形载荷内任一个结构体距带状地基边缘外第一个结构体的距离；W_0 为结构体受 p 压强载荷作用下结构体中心产生的变形，可近似地取为

$$W = AP\frac{2}{b} \quad (3.3.29)$$

则
$$\Delta W = \frac{(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)P}{\pi E}\left[\frac{2}{b} - \frac{1}{(n+1)b}\right] \quad (3.3.30)$$

式中 n 为带状载荷宽度内结构体数。

$$P = abp = ab[\sigma_{zp} - 2(f\sigma_x + C)z]$$

利用式 (3.3.5) 条件，求得

$$z_0 = \frac{\sigma_{zp}}{2(f\sigma_x + C)} - \frac{\pi E}{2(1+\mu)(\mu^2+\mu-1)K_r a\left(\frac{2n+1}{n+1}\right)} \quad (3.3.31)$$

（四）错缝式碎裂结构碎裂介质岩体中应力传播

1. 应力传播机制模型试验结果的启示

为了认识错缝式碎裂结构碎裂介质岩体中应力传播规律，我们利用苯板块堆砌体进行了模型试验。模型的原型示于图 3.3.13，结构体系用 5.5×11×24 cm^3 苯板模拟。围压用木板-千斤顶加压模拟，作用力用压机加压实现，作用于中间两行上。采用观测变形和测定结构体间抗剪力两种方法来识别模型内应力分布规律。下面一些试验结果是十分有意义的。

1）如图 3.3.14 所示，当围压等于零时，在外载荷作用下，错缝式碎裂结构岩体内形成两个带，即 ① 不连续变形带；② 连续变形带。在外载荷作用下，首先在岩体上部沿着

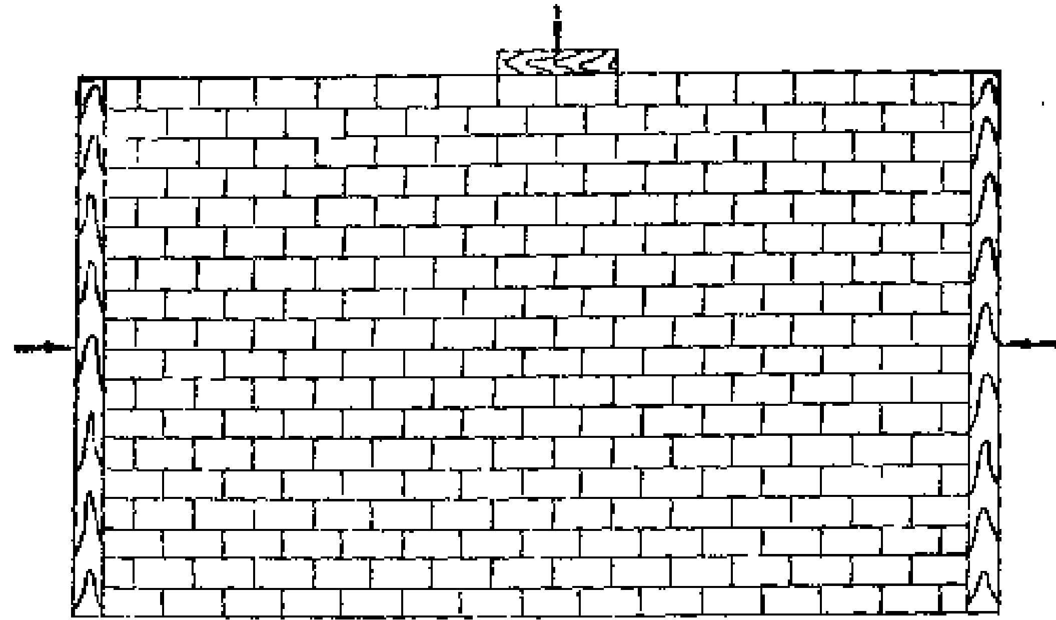


图 3.3.13 错缝式碎裂结构碎裂介质岩体中应力传播试验模型

应力分布线出现错缝，错缝包围的岩体产生压缩变形，错缝以外部分在摩擦力(主要是联结力 C) 作用下形成剪切变形。错缝砌体结构不象对缝砌体结构那样，由上向下贯通到底，而是至一定深度后，便不出现错缝，而呈现为连续变形(图 3.3.14 中 6 行以下部分)。

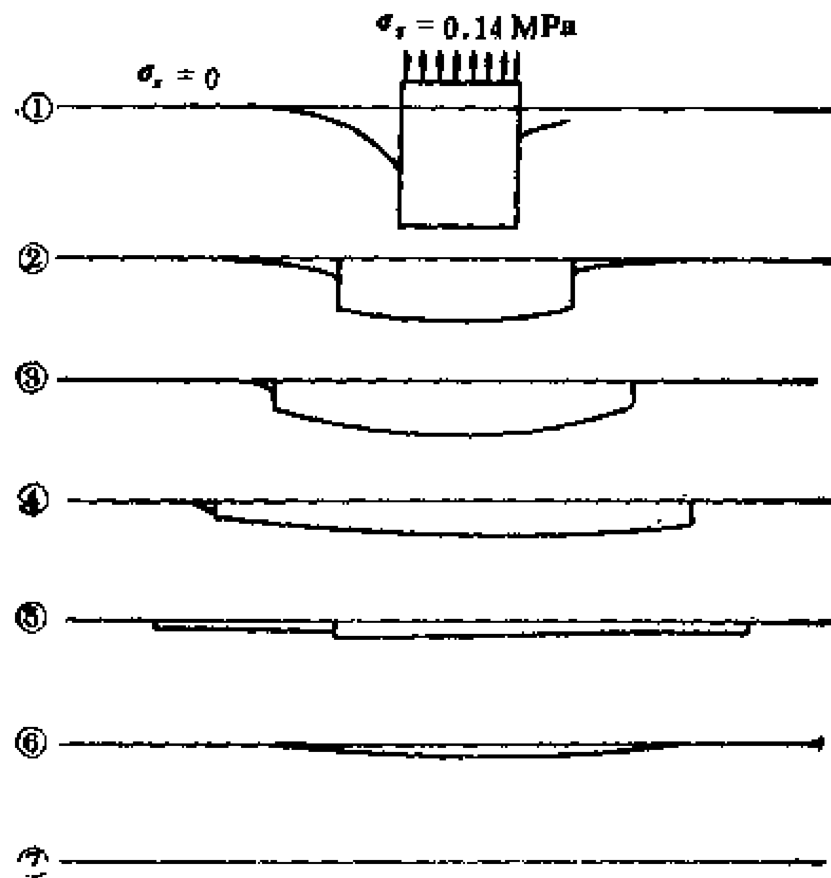


图 3.3.14 错缝式碎裂结构碎裂介质岩体中无围压条件下地基变形模型

2) 为了进一步认识错缝式碎裂结构岩体中应力传播特征，我们在 $\sigma_x = 0$ 条件下，增大 σ_z 进行岩体变形特征观察，试验结果示于图 3.3.15。图 3.3.15 资料表明，8 行以上的部分不连续变形开裂线呈单行递增式扩展，即每前进一行扩展一块；8 行至 16 行呈退一行进两行，或者说，前进一行扩展 1.5 块方式扩展；而 21 行以下则不继续扩展。这个试验结果表明，碎裂介质岩体在 $\sigma_x = 0$ 条件下，应力传播形成两个区，即① 压应力直接传播区；② 剪应力作用区；从变形来说，前者为直接压缩变形区，后者为间接压缩变形区。而开裂线扩展范围与笨板抗剪作用联结力 C 的作用相当。

为了认识这一机制，我们按结构体单元应力等分配原则，对错缝式碎裂结构岩体中应力传播分析(分析结果示于图 3.3.16)。图 3.3.16 结果表明，① 沿着结构体直接传递方式

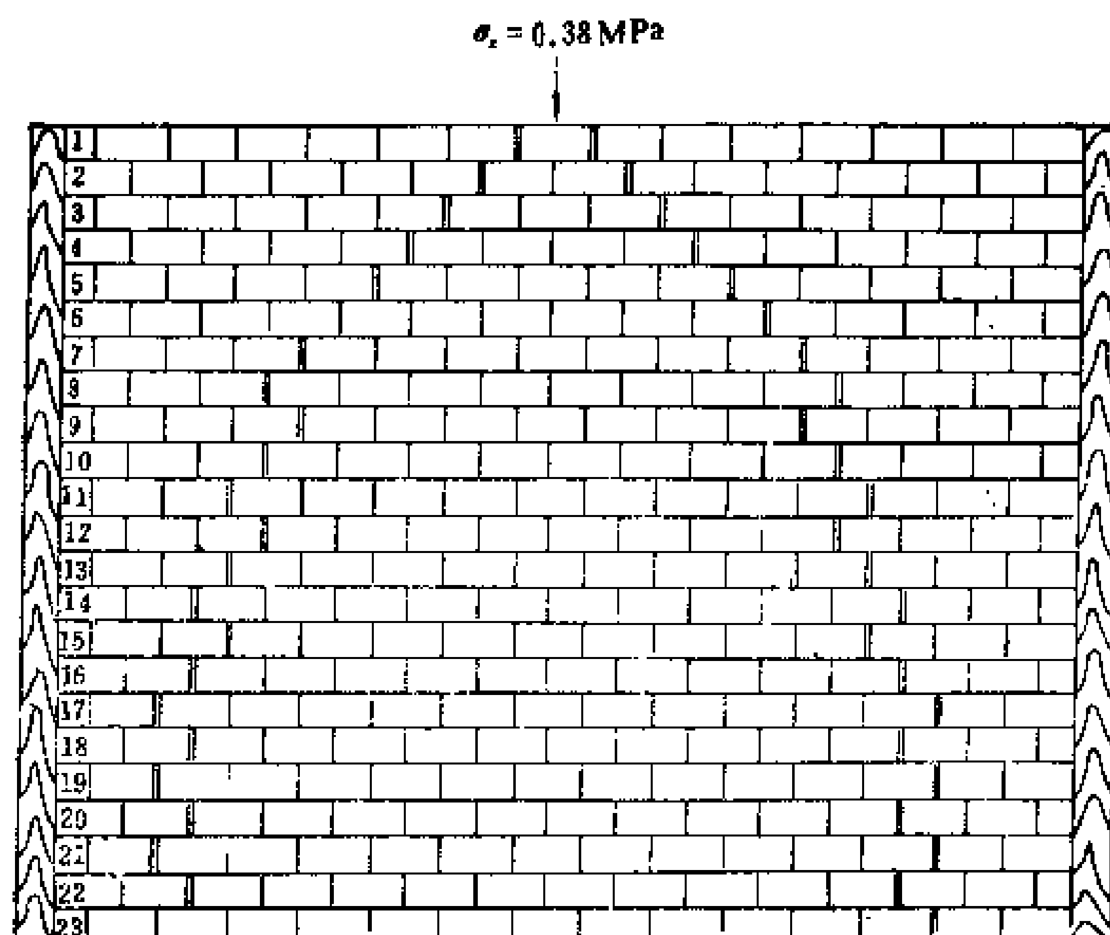


图 3.3.16 在无围压条件下错缝式碎裂结构岩体变形发展特征

控制应力传播边界线上，随着深度增加，应力迅速衰减。其衰减规律为：

$$P_i = \left(\frac{1}{2}\right)^n P_0 \tag{3.3.32}$$

式中 P_i 为第 n 行传递边界处结构体上受到的垂直压力。② 等应力线呈纺锤状分布，上部呈喇叭式扩展，中部呈圆柱形分布，下部呈椭球状分布。这两点现象揭示了式(3.3.14)及(3.3.15)所示的实验结果应力基础。

3）当围压比较高时，与对缝式碎裂结构岩体一样，则转化为连续介质，呈连续变形。如图 3.3.17 所示，在围压 $\sigma_x = 0.4\text{MPa}$，法向压力 $\sigma_z = 0.25\text{MPa}$ 的条件下，错缝式碎裂结构岩体全部呈连续变形。其变形分布特征，不论从横向剖面还是纵向剖面来看，与连续介质变形分布特征都十分相似。模型内没有发现结构体间沿缝错开而造成不连续现象。

上述资料表明，错缝式碎裂结构岩体与对缝式碎裂结构岩体中应力传播规律基本相同，即它既具有不连续性，也具有连续性，同样，按其变形特征来说，也存在三个变形区，即：

① 直接压缩变形区；

② 剪切变形区；

③ 压应力作用下连续变形区。

但是，它与对缝式碎裂结构岩体中应力传播也有所不同，其不同之点在于：

① 应力传播快。在围压较低的情况下表现得尤为突出。

② 变形不连续区小。

但是，它仍然明显地存在结构效应。上述的力学模型可以直观地示于图 3.3.18。

应当指出，错缝式碎裂结构岩体中剪切变形区与对缝式碎裂结构岩体中剪切变形区有一重要不同，错缝式碎裂结构岩体中剪切变形区临近破裂面 aa' 处由于结构的原因常

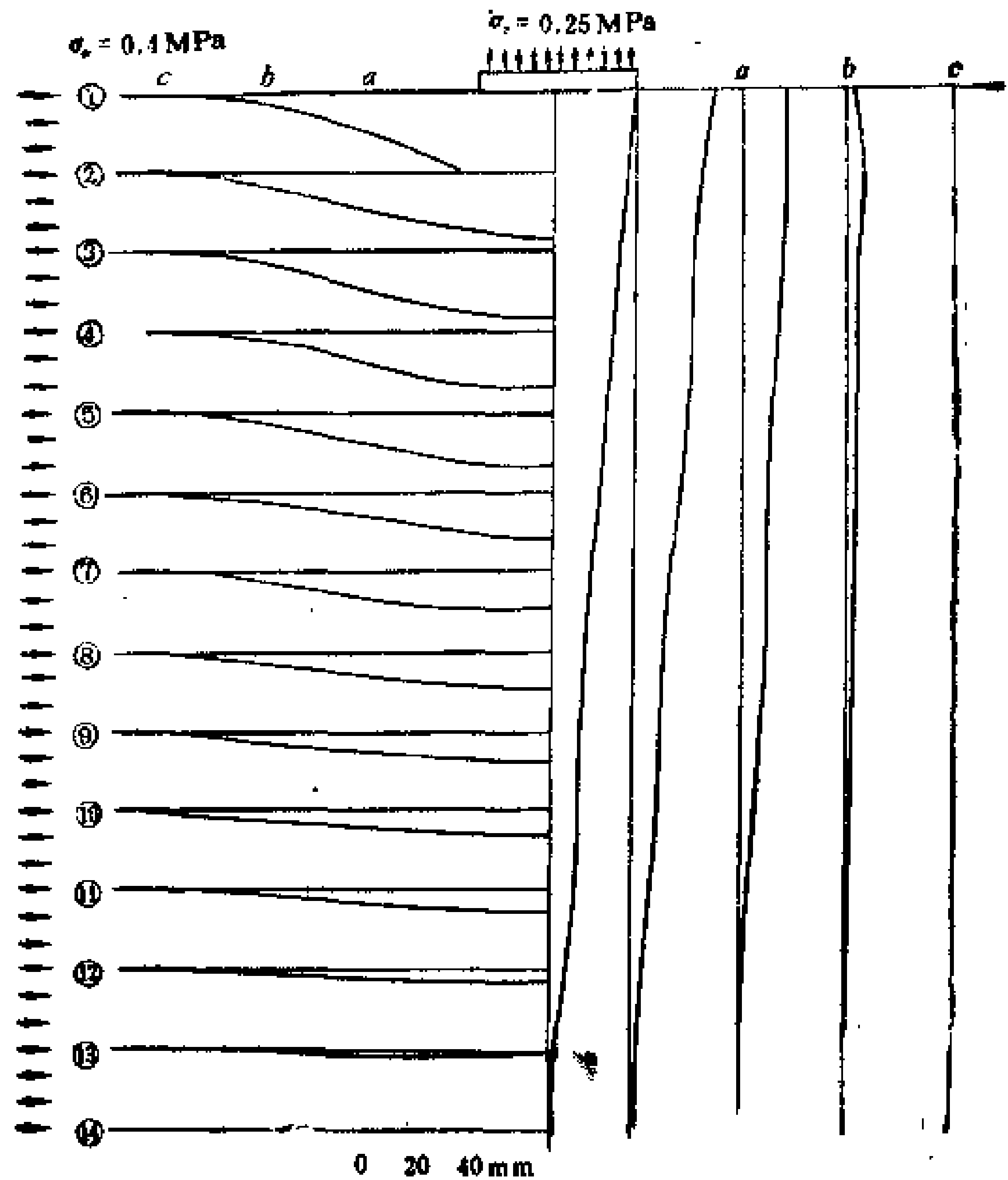


图 3.3.17　高围压条件下碎裂结构岩体变形特征

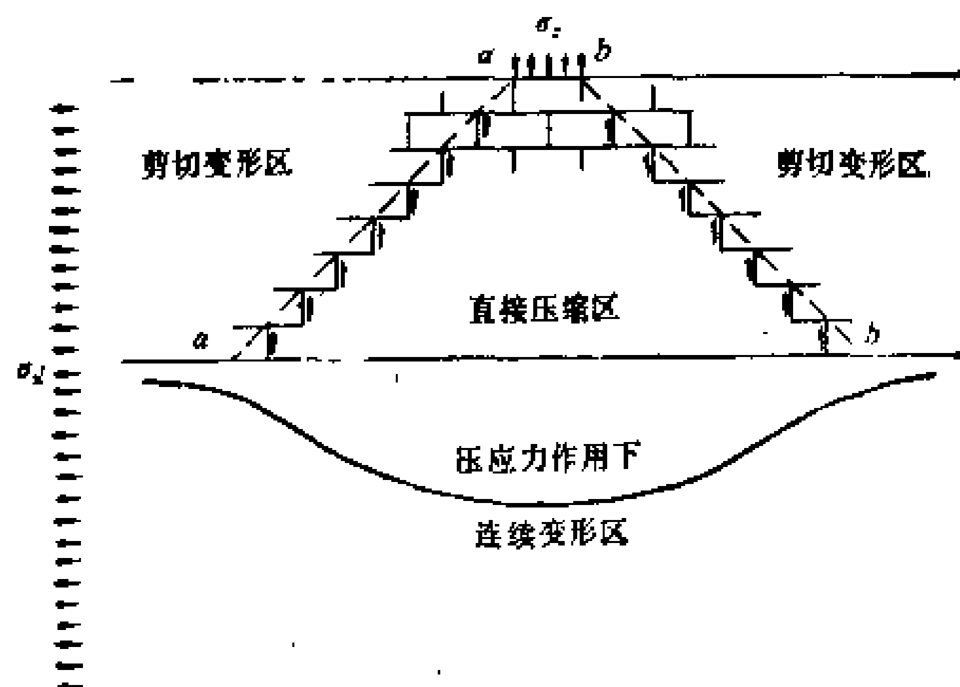


图 3.3.18　错缝式碎裂结构岩体力学作用模型

出现上宽下窄的破裂带，在此区间内应力传播和变形分布都不连续。这个带在应力传播上具有屏蔽效应。在进行错缝式碎裂结构岩体中应力传播研究时，有时不仅要求确定出直接压缩区、剪切变形区和连续变形区的范围，而且需要确定出剪切变形区破裂带范围。

2. 应力传播的数学解析

同讨论对缝式碎裂介质岩体中应力传播一样，在这一节内仍以地基力学模型为例，来

图 3.3.19 错缝式碎裂结构岩体中应力传播机制

讨论错缝式碎裂介质岩体中应力传播问题。

上述试验结果表明，错缝式碎裂结构岩体和对缝式碎裂结构岩体一样，具有两种力学介质特征，即在低围压下具碎裂介质特征，在高围压下具连续介质特征。围压的高低不是绝对的，而是决定于连续性判据条件。处理这类问题的关键在于鉴别所研究的岩体力学介质属性，即判别其连续性或力学介质属性分区。下面我们来讨论：

（1）错缝式碎裂结构碎裂介质岩体中应力传播法则；

（2）不连续性判据及力学作用分区。

1）错缝式碎裂介质岩体内应力传播法则　　现在我们来研究最简单轴对称条件下的应力传播问题。在这种情况下，结构体单元应力系按图 3.3.19 所示的传播规律传播。

图 3.3.19 表明，对碎裂介质岩体来说，在载荷 P 作用下岩体将沿 ab 或 ab' 发生错动，形成破裂面。在 abb' 区内应力系在结构体控制下进行传播的。它在数学上具有如下的规律，即受力点 a 下的 m 层，至破裂面向内第 n 排处的结构体上受到的传播力为 P_{mn}，则

$$P_{mn} = A\left(\frac{1}{2}\right)^{m} P$$

系数 A 遵循着二项式展开的系数规则，即

$$n = 1, 2, 3, 4, \cdots, n$$

$$A = 1,\ m,\ m\frac{(m-1)}{2!},\ \frac{m(m-1)(m-2)}{3!}\cdots,\ \frac{m(m-1)\cdots(m-n+2)}{(n-1)!} \tag{3.3.33}$$

例如，$m=4$，在 $n=3$ 处结构体受到的传播力 P_{mn} 为

$$P\Big|_{\substack{m=4\\n=3}} = \frac{4(4-1)}{2!}\cdot\left(\frac{1}{2}\right)^{4} P = 6\cdot\left(\frac{1}{2}\right)^{4} P \tag{3.3.34}$$

在破裂面之上结构体上受到的传播力

$$P\Big|_{\substack{m=4\\n=1}} = \left(\frac{1}{2}\right)^{4} P \tag{3.3.35}$$

上面分析中没有计入地应力形成的剪切阻力对作用力的消耗。这个量与总载荷相比是很小的，可以不考虑。

2）不连续性判据及力学作用分区的主要依据——破裂面延展深度及轮廓　　作为不连续性判据或破裂面延展深度，式（3.3.5）—（3.3.31）仍然有效。应当注意，各式中的 σ^* 不是常数，而是变数。它由式（3.3.33）—（3.3.35）决定。另外，在错缝式碎裂结构岩体情况下，破裂面并不是上下垂直延伸的，而是近似地为一曲面（图 3.3.15）。为此，在检核破裂面延展深度时要采用试探法寻求不同深度处的破裂点，即不连续点位置，确定分区轮廓。

（五）碎裂岩体地基变形分析

在岩体上修建一般民用建筑物时，地基作用载荷很少超过 2MPa。地基变形极不显著，一般不予考虑。但对于高坝来说，则情况就不同了。目前高拱坝坝基作用力已高达 8—10

MPa，变形问题就不容忽视了。且浅层岩体在坝基作用下除岩块可产生变形外，大量存在着结构面闭合变形。以正长岩为例，其弹性模量可高达 $E = 8\times10^4$MPa。而结构面闭合变形模量甚至可低至 $E_j = 2\times10^3$MPa。由它形成的变形量甚至大于岩块压缩形成的变形量的数十倍，因而必须引起重视。如广东某拱坝，高 100m，坝基为花岗岩，两岸岩体由于卸荷产生节理张开，使岩体变形模量降低。地质勘探时曾提出要求开挖深度达 15m，而施工时仅开挖 2—3m。河末部分岩体新鲜，变形模量极高。结果蓄水近满库时，坝体产生了裂缝（图 3.3.20）。究其原因，十分清楚，这是由于坝肩岩体变形远远大于河床部分变形，结果导致坝体内产生剪应力，致使坝体产生剪张裂缝。这是一个生动的实例。

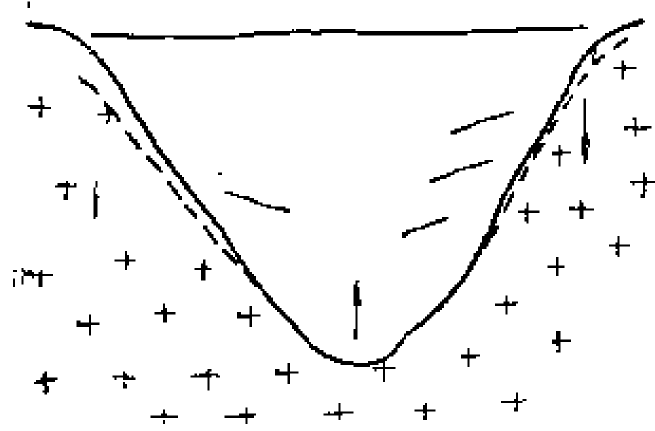


图 3.3.20 广东某拱坝坝肩下沉变形而产生开裂的示意图

根据上面的分析，地(坝)基下岩体变形可分为两个区，一部分是直接压缩变形区碎裂介质岩体压缩变形 Wd，另一部分是位于直接压缩变形区下连续介质岩体变形 Wc。

直接压缩变形区碎裂介质岩体压缩变形为

$$Wd = \int \varepsilon_z dz \tag{3.3.36}$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E}[\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] + \varepsilon_{jo}(1 - e^{-\frac{\sigma_z}{E_j\varepsilon_{jo}}}) \tag{3.3.37}$$

令 $C_j = 0$，

$$\sigma_z = \sigma_{zp_o} - 2f(\sigma_{xo} + \gamma z)\frac{z}{l} \tag{3.3.38}$$

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_{xo} + \gamma z_o \tag{3.3.39}$$

式中 σ_{xo} 为基础面处水平地应力。将式 (3.3.37)，(3.3.38)，(3.3.39) 代入式 (3.3.36)，得

$$\begin{aligned} W_d &= \int_0^{z_0}\left\{\frac{1}{E}[\sigma_{zpo} - 2f(\sigma_{xo} + \gamma z_0)\frac{z}{l} - 2\mu(\sigma_{xo} + \gamma z)] + \varepsilon_{jo}(1 - e^{-\frac{\sigma_{zpo} - 2f(\sigma_{xo} + \gamma z_o)\frac{z}{l}}{E_j\varepsilon_{jo}}})\right\}dz \\ &= \frac{1}{E}\left[(\sigma_{zpo} - 2\mu\sigma_{xo})z_0 - \frac{f\sigma_{xo} + f\gamma z_0 + l\mu\gamma}{l}z_0^2\right] \\ &\quad + \varepsilon_{jo}\left[z_0 + \frac{lE_j\varepsilon_{jo}}{2f(\sigma_{xo} + \gamma z_0)}(1 - e^{\frac{2f(\sigma_{xo} + \gamma z_0)}{lE_j\varepsilon_{jo}}z_0})e^{-\frac{\sigma_{zpo}}{E_j\varepsilon_{jo}}}\right] \end{aligned} \tag{3.3.40}$$

连续介质岩体部分压缩变形量为

$$W_c = \int_{y-\frac{n}{2}b}^{y+\frac{n}{2}b}\frac{1-\mu^2-\mu^3}{\pi E}\frac{dP}{y} \tag{3.3.41}$$

$$dP = \frac{P}{b}dy = \frac{b^2\sigma_{zp}}{b}dy = b\sigma_{zp}dy \tag{3.3.42}$$

将式 (3.3.16) 代入式 (3.3.41) 积分，得

$$W_c = \frac{(1-\mu^2-\mu^3)b\sigma_{zp}}{\pi E}\times\ln\frac{y+\frac{n}{2}b}{y-\frac{n}{2}b} \tag{3.3.43}$$

式 (3.3.43) 对 $y=0$ 的中心部位无解，而对碎裂介质岩体来说最有意义的是边缘部位。令 $y=\frac{n}{2}b$，代入式 (3.3.43) 求得地(坝)基边缘部位变形量

$$W_c=\frac{(1-\mu^2-\mu^3)}{\pi E}b\sigma_{zp} \tag{3.3.44}$$

则地(坝)基边缘表面总变形量

$$W=W_d+W_c=\frac{1}{E}\left[(\sigma_{zp_0}-2\mu\sigma_{x0})z_0-\frac{f\sigma_{x0}+f\gamma z_0+l\mu\gamma}{l}z_0^2\right]$$
$$+\varepsilon_{j0}\left[z_0+\frac{lE_j\varepsilon_{j0}}{2f(\sigma_{x0}+\gamma z_0)}\left(1-e^{\frac{2f(\sigma_{x0}+\gamma z_0)}{lE_j\varepsilon_{j0}}z_0}\right)e^{-\frac{\sigma_{zp_0}}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right]$$
$$+\frac{1-\mu^2-\mu^3}{\pi E}b[\sigma_{zp_0}-2f(\sigma_{x0}+\gamma z_0)] \tag{3.3.45}$$

(六) 地下洞室围岩变形分析

现在以圆形洞室为例，从原理上研究一下碎裂岩体变形分析方法。现在假定应力分布服从连续介质条件，即

$$\sigma_\gamma=P_0\left(1-\frac{a^2}{\gamma^2}\right) \tag{3.2.59}$$

$$\sigma_\theta=P_0\left(1+\frac{a^2}{\gamma^2}\right) \tag{3.2.60}$$

$$u=\gamma\varepsilon_\theta \tag{3.3.46}$$

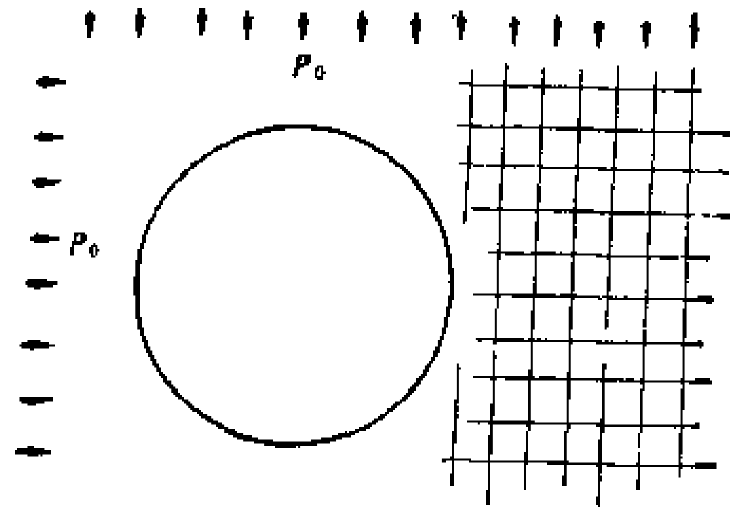


图 3.3.21　碎裂岩体中地下洞室计算模型

而碎裂介质岩体变形中岩块变形部分有泊松比成分，而结构面变形部分无侧胀变形。如果碎裂岩体为弹性介质其三维应力应变，本构方程为

$$\varepsilon_1=\frac{1}{E}[\sigma_1+\mu(\sigma_2+\sigma_3)]+\varepsilon_{j0}\left(1-e^{-\frac{\sigma_1}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right) \tag{3.3.47}$$

$$\varepsilon_2=\frac{1}{E}[\sigma_2+\mu(\sigma_1+\sigma_3)]+\varepsilon_{j0}\left(1-e^{-\frac{\sigma_2}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right) \tag{3.3.48}$$

$$\varepsilon_3=\frac{1}{E}[\sigma_3+\mu(\sigma_1+\sigma_2)]+\varepsilon_{j0}\left(1-e^{-\frac{\sigma_3}{E_j\varepsilon_{j0}}}\right) \tag{3.3.49}$$

对地下洞室来说，$\sigma_1=\sigma'_\theta$，$\sigma_3=\sigma'_r$，$\sigma_2=\mu(\sigma'_\theta+\sigma'_r)$，将此关系代入式(3.3.47)，得

$$\varepsilon_\theta=\frac{1-\mu^2}{E}\left[\sigma'_\theta-\frac{\mu}{1-\mu}\sigma'_r\right]+\varepsilon_{jo}\left(1-e^{-\frac{\sigma_\theta}{E_j\varepsilon_{jo}}}\right) \tag{3.3.50}$$

应当注意，式(3.3.50)中 σ'_θ 及 σ'_r 系应力变动量，即

$$\left.\begin{aligned}\sigma'_\theta&=\sigma_\theta-P_0=\frac{a^2}{r^2}P_0\\ \sigma'_r&=\sigma_r-P_0=-\frac{a^2}{r^2}P_0\end{aligned}\right\} \tag{3.3.51}$$

将此关系代入式(3.3.50)，得

$$\varepsilon_\theta=\frac{1-\mu^2}{E}\left[\frac{a^2}{r^2}P_0+\frac{\mu}{1-\mu}\frac{a^2}{r^2}P_0\right]+\varepsilon_{jo}\left[1-e^{-\frac{a^2}{E_j\varepsilon_{jo}r^2}P_0}\right] \tag{3.3.52}$$

将式(3.3.52)代入式(3.3.46)，得

$$u=\frac{1-\mu^2}{E}\left[\frac{a^2}{r}P_0+\frac{\mu}{1-\mu}\frac{a^2}{r}P_0\right]+\varepsilon_{jo}r\left[1-e^{-\frac{a^2}{E_j\varepsilon_{jo}r^2}P_0}\right] \tag{3.3.53}$$

我们感兴趣的是洞壁收敛变形量，即 $r=a$ 处的位移 (u_a)

$$\begin{aligned}u_a&=\frac{1-\mu}{E}\left(aP_0+\frac{\mu}{1-\mu}aP_0\right)+\varepsilon_{jo}a\left(1-e^{-\frac{1}{E_j\varepsilon_{jo}}P_0}\right)\\&=\frac{1+\mu}{E}aP_0+\varepsilon_{jo}a\left(1-e^{-\frac{P_0}{E_j\varepsilon_{jo}}}\right)\end{aligned} \tag{3.3.54}$$

例：在正长岩中开挖一直径为16m 的地下隧道，实测得弹性模量 $E=0.285\times10^5$MPa，泊松比 $\mu=0.25$，结构面最大闭合应变 $\varepsilon_{jo}=390\times10^{-6}$，结构面闭合模量 $E_j=0.18\times10^5$MPa。实测地应力 $P_0=25$MPa。求洞壁最大变形量。

解：由式(3.3.54)，得

$$\begin{aligned}u_a&=\frac{1+\mu}{E}aP_0+\varepsilon_{jo}a\left(1-e^{-\frac{P_0}{\varepsilon_{jo}E_j}}\right)=\frac{1+0.25}{0.28\times10^5}\times4\times25+390\\&\quad\times10^{-6}\times4\left(1-e^{-\frac{25}{390\times10^{-6}\times0.18\times10^5}}\right)=0.59\text{cm}\end{aligned}$$

（七）地下洞室稳定性分析

地下洞室稳定性问题实际上是地下洞室围岩稳定性问题。而地下洞室围岩稳定性与围岩岩体结构、岩体力学性质及地应力场有关。地下洞室建设过程是开挖过程，未破坏前初始应力状态可视为连续的。围岩内应力分布可以借用连续介质的解求得。以圆形洞室为例，则为

$$\sigma_\theta=P_0\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right) \tag{3.2.59}$$

$$\sigma_r=P_0\left(1-\frac{a^2}{r^2}\right) \tag{3.2.60}$$

在这种应力状态下地下洞室围岩稳定性，主要决定于洞壁岩体内结构体强度及结构面强度。关于洞壁材料破坏检核问题在连续介质岩体力学分析部分已经讨论过，故不重复。下面讨论在结构面控制下洞壁结构体稳定性问题。

在结构面控制下岩体稳定性主要决定于结构面抗滑稳定性，其合理破坏判据为库仑方程，即

$$\tau_j = \sigma_n \operatorname{tg}\phi_j + C_j$$

其稳定性条件为

$$\eta = \frac{\tau_j}{S} \tag{3.3.55}$$

式中 η 为结构面抗滑稳定性系数；S 为作用于结构面的滑动力；σ_n 为作用于结构面的法向应力。已知

$$\left.\begin{aligned}\sigma_n &= \sigma_1\sin^2\beta + \sigma_3\cos^2\beta\\ S &= (\sigma_1 - \sigma_3)\sin\beta\cos\beta\end{aligned}\right\} \tag{3.3.56}$$

如图 3.3.22 所示，洞壁围岩内任一点结构面上

$$\beta = 90° - \alpha$$

则该处作用于结构面上的法向应力及剪应力分别为

$$\left.\begin{aligned}\sigma_n &= \sigma_\theta\cos^2\alpha + \sigma_r\sin^2\alpha\\ S &= (\sigma_\theta - \sigma_r)\sin\alpha\cdot\cos\alpha\end{aligned}\right\} \tag{3.3.57}$$

结构面是固定的，而作用于结构面不同位置上的应力及径向角 α 是变动的。如图 3.3.22 所示

$$\left.\begin{aligned}\sin\alpha &= \frac{a}{r}\sin\alpha_0\\ \cos\alpha &= \sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}\sin^2\alpha_0}\end{aligned}\right\} \tag{3.3.58}$$

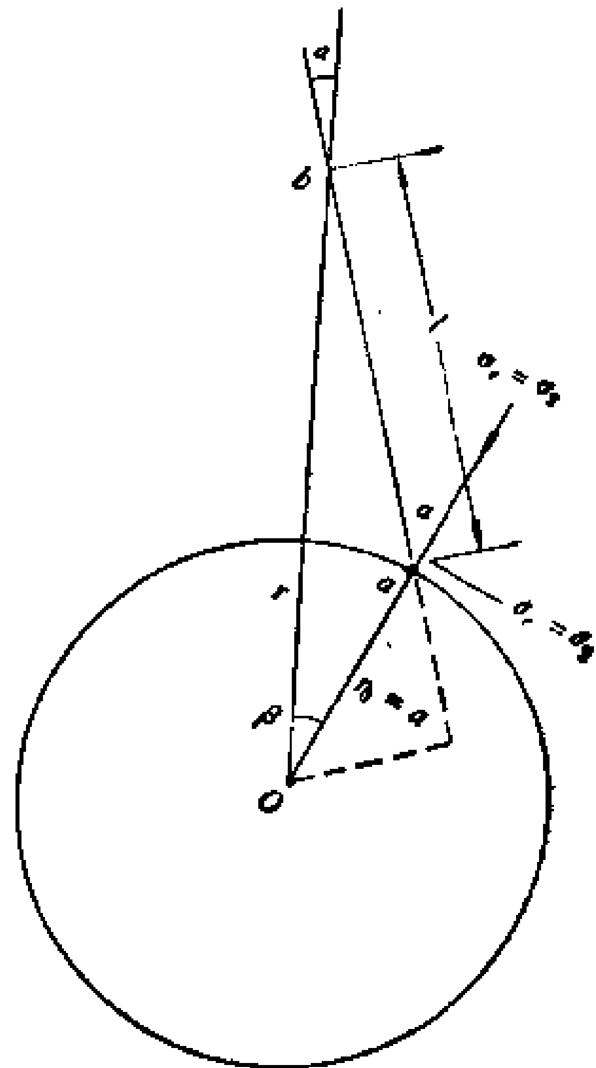


图 3.3.22 洞壁围岩内结构面力学分析草图

将式 (3.2.59)(3.2.60) 及 (3.3.58) 代入式(3.3.57)得

$$\left.\begin{aligned}\sigma_n &= P_0\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)\frac{a^4}{r^2}\sin^2\alpha_0 + P_0\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right)\left(1 - \frac{a^4}{r^4}\sin^4\alpha_0\right)\\ S &= 2\frac{a^3}{r^3}P_0\sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}\sin^2\alpha_0}\cdot\sin\alpha_0\end{aligned}\right\} \tag{3.3.59}$$

上式整理后，得

$$\left.\begin{aligned}\sigma_n &= P_0\left(1 - \frac{a^2}{r^2} + 2\frac{a^4}{r^4}\sin^2\alpha_0\right)\\ S &= 2\frac{a^3}{r^3}P_0\sin\alpha_0\sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}\sin^2\alpha_0}\end{aligned}\right\} \tag{3.3.60}$$

根据式 (3.3.60) 可以检核破坏点位置 r_0 又根据极限平衡条件，得

$$2\frac{a^3}{r^3}P_0\sin\alpha\sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}\sin^2\alpha_0} = P_0\left(1 - \frac{a^2}{r^2} + 2\frac{a^4}{r^4}\sin^2\alpha_0\right)\operatorname{tg}\phi_j + C_j \tag{3.3.61}$$

利用上式，通过试算法求得 r。动径 r 在结构面上坐标点为 (r, β)。ab 间结构面长度 l 为

$$l = \sqrt{r^2 + a^2 - 2ra\cos(\alpha_0 - \alpha)} \tag{3.3.62}$$

利用求得的极限平衡点 r，通过图 3.3.22 求得破损段长度 l。

因为破裂岩体破坏不会在任一点都会发生，所以它必须以结构体单元宽度为单位。设结构体宽度为 b，必然会有

$$l < nb$$

式中 n 为结构体数。显然 $l_1 = (n-1)b$ 部分必然发生破坏；而 $l_2 = nb$ 点未发生破坏。则第 n 个结构面上有部分破坏，有未破坏的。现在问题的关键是第 n 个结构体是否稳定？

由式 (3.3.62) 可求得

$$r = \sqrt{a^2 + l^2 + 2la\cos\alpha_0} \tag{3.3.63}$$

当 $l = l_1 = (n-1)b$ 时，

$$r_1 = \sqrt{a^2 + l_1^2 + 2l_1a\cos\alpha_0} \tag{3.3.64}$$

而当 $l = l_2 = nb$ 时，

$$r_2 = \sqrt{a^2 + l_2^2 + 2l_2a\cos^2\alpha_0} \tag{3.3.65}$$

通过 r_1, r_2 可求得结构体两端的 σ_{n_1}、σ_{n_2} 及 S_1, S_2（图 3.3.22）。利用近似计算可求得其稳定性系数

$$\eta = \frac{T}{S}$$

$$T = N\,\mathrm{tg}\,\phi_j + C_jb$$

$$S = \frac{1}{2}(S_1 + S_2)b$$

$$N = \frac{1}{2}(\sigma_{n_1} + \sigma_{n_2})b$$

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}(\sigma_{n_1} + \sigma_{n_2})b\,\mathrm{tg}\,\phi_j + C_jb}{\frac{1}{2}(S_1 + S_2)b}$$

$$\eta = \frac{(\sigma_{n_1} + \sigma_{n_2})\,\mathrm{tg}\,\phi_j + 2c_j}{S_1 + S_2} \tag{3.3.66}$$

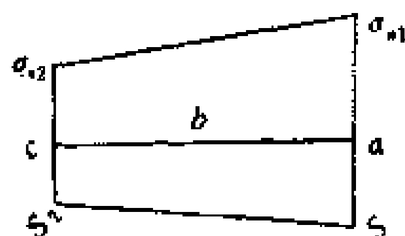


图 3.3.23　围岩内结构体稳定性计算草图

如果 $\eta < 1$ 时，表明该结构体破坏，则破坏半径为 r_2；如果 $\eta > 1$ 时，表明该结构体是稳定的，则破坏半径为 r_1。

例：某圆形地下洞室位于碎裂介质岩体内。节理面倾角为 60°，节理间距为 2m。节

理面摩擦角 $\phi_j = 30°$，$C_j = 0.05\mathrm{MPa}$。地应力场为均匀的，$P_0 = 10\mathrm{MPa}$。洞直径为 20m，分析该洞稳定性。

解：1. 用试算法确定破损点位置

$$S = 2\frac{a^3}{r^3}P_0\sin\alpha_0\sqrt{1-\frac{a^2}{r^2}\sin^2\alpha_0}$$

$$\tau = P_0\left(1-\frac{a^4}{r^2}+2\frac{a^4}{r^4}\sin^2\alpha_0\right)\mathrm{tg}\,\phi_j + C_j$$

$$\eta = \frac{\tau}{S}$$

通过试算求得 η 与半径 r 关系示于图 3.3.24。由图中查得 $r/a = 2.09$，即 $r = 20.9\ \mathrm{m}$。由式 (3.3.58) 知

$$\alpha = \sin - 1\left(\frac{a}{r}\sin\alpha_0\right) = 13.8°$$

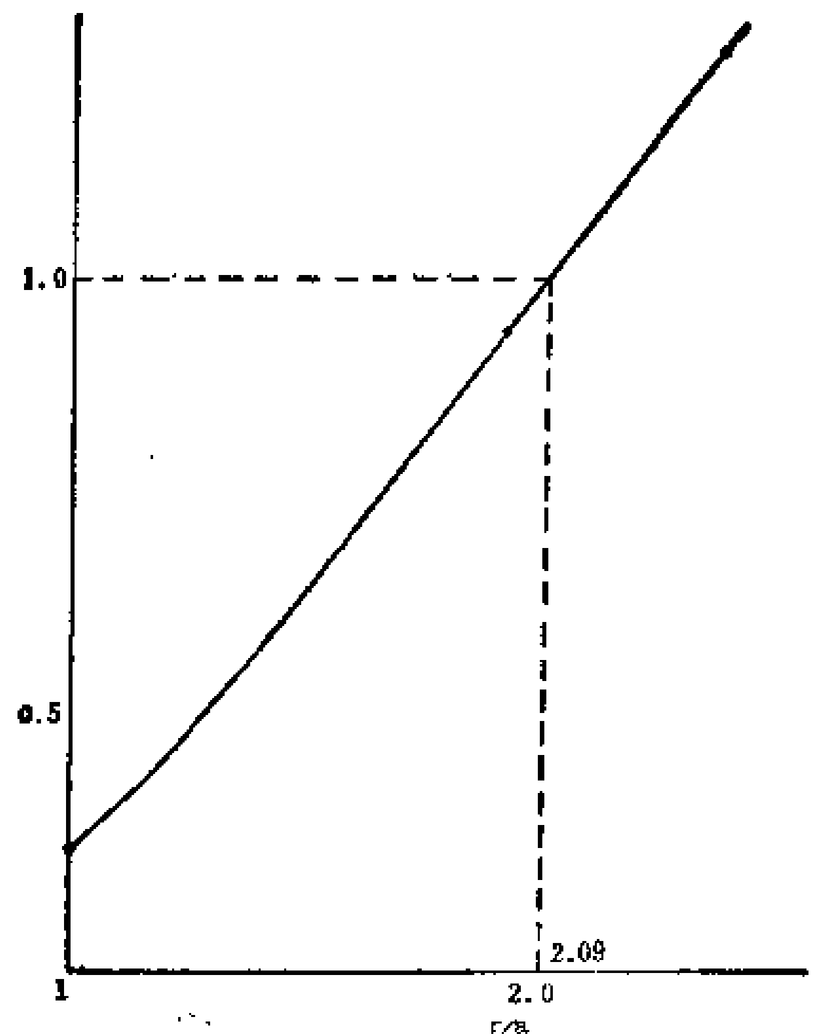


图 3.3.24　围岩内结构体稳定性与位置半径关系

根据式 (3.3.62) 求得

$$l = (20.9^2 + 10^2 - 2 \times 20.9 \times 10\cos(30-13.8))^{\frac{1}{2}} = 11.6\mathrm{m}$$

包括结构体数

$$n = \frac{11.6}{2} = 5.8 \doteq 6$$

结构体数 $n = 5$ 以前不稳定，$n = 6$ 面上 b 点不稳定，c 点稳定。

第六块结构体结构面是否稳定，可通过式 (3.3.66) 检核。

第六个结构体结构面始点 b 位置 $l_1 = (n-1)b = 5 \times 2 = 10\mathrm{m}$，距洞室中心半径为 r_1

$$r_1 = (100 + 100 + 200 \times \cos 30°)^{\frac{1}{2}} = 19.32\mathrm{m}$$

第六个结构体结构面终点 c 位置 $l_2 = nb = 6 \times 2 = 12\text{m}$，距洞室中心半径为 r_2

$$r_2 = (100 + 144 + 240\cos 30°)^{\frac{1}{2}} = 21.26\text{m}$$

根据式 (3.3.60) 求得

$$\sigma_{\theta_1} = 10\left[1 - \left(\frac{10}{19.32}\right)^2 + 2 \times \left(\frac{10}{19.32}\right)^4 \times \sin^2 30°\right] = 7.68\text{MPa}$$

$$\sigma_{\theta_2} = 10\left[1 - \left(\frac{10}{21.26}\right)^2 + 2 \times \left(\frac{10}{21.26}\right)^4 \sin^2 30°\right] = 8.03\text{MPa}$$

$$S_1 = 2 \times \left(\frac{10}{19.32}\right)^3 \times 10 \times \frac{1}{2} \times \sqrt{1 - \left(\frac{10}{19.32}\right)^2 \times \frac{1}{4}} = 1.34\text{MPa}$$

$$S_2 = 2 \times \left(\frac{10}{21.26}\right)^3 \times 10 \times \frac{1}{2} \times \sqrt{1 - \left(\frac{10}{21.26}\right)^2 \times \frac{1}{4}} = 1.012\text{MPa}$$

$$\eta = \frac{(7.68 + 8.03)\,\text{tg}\,30° + 2 \times 0.05}{1.34 + 1.012} = 3.9$$

即第 $n = 6$ 块是稳定的。由此可知，其破坏区最大半径为 19.32m。

上述地下洞室围岩稳定性分析方法，亦可用于地下洞室围岩中块裂介质岩体稳定性分析。

四、块裂介质岩体力学

（一） 块裂介质岩体基本特征

大量的工程事故分析结果表明，块裂介质岩体的破坏是造成工程破坏的重要因素之一。下面列举几个实例，一方面介绍工程事故的原因，另一方面也可借以了解块裂介质岩体特征。

1）法国的马尔帕塞坝溃坝事件是震动世界的水利建设史上的大事件。该坝 1954 年建成，坝顶标高 102.55m，河底标高 42m，坝高 66m，长 260m，顶宽 1.5m，底宽 6.7m 的薄壳拱坝，总库容 0.515亿m³，坝基岩体为片麻岩，左岸夹有绢云母板岩。1959 年 12 月 2 日夜，当水库蓄水水位达 100.12m 时大坝突然崩溃。下游 10km 处的弗里茹斯城变成废墟，死亡 421 人，失事后，法国政府立即于 12 月 6 日组成技术调查委员会进行研究。委员会用几种方法对设计进行校核，证明设计计算完全正确。溃坝的主要原因是坝的左翼沿着一个倾斜的岩石软弱面而滑动，岩体崩出，造成全坝崩溃。

2）1960 年 9 月建成的意大利瓦杨双曲拱坝。坝高 261m，顶宽 3.4m，底宽 22.1m，库容 1.7亿m³ 坝址河谷两岸陡峭，为由经过剧烈褶皱作用，断裂十分发育的灰岩夹粘土岩组成。1957 年开挖坝基时，发现两岸岸坡不够稳定。1959 年发现坝址上游左岸山体可能沿着软弱面滑动倒向水库内。布置了一些位移观测点。加强对塌滑体的观测和监视。1960—1963 年间观测到山坡以每周 1cm 速度下滑，1963 年 9 月，因为下了 2 星期大雨，使山坡滑动速度变为 1cm/d，10 月 8 日下滑速度加快到 150 m/d，1963 年 10 月 9 日当水库涌水升至 225.4 m 时，约有 2.7—3.0亿m³ 岩体突然下滑，滑坡速度为 28m/s，崩塌时间仅 20s，水库中有 5,000万 m³ 水被挤出，击起250m高的巨浪，高 150m 的洪波溢过坝顶，死亡 2,600 人，而坝体安然无恙。

3）金川露天矿 1 号滑坡体是典型的块裂介质岩体破坏的一个实例。边坡最高标高为 1,830m，采深已达 1,592m。边坡上 1,830—1,640m 范围内的山体被 F_{23}，f_3，F_3 切割成如图 3.4.1，3.4.29 所示的块体。观测所得的块体滑动方向与产状图解分析得的组合交线方向完全一致。证明边坡破坏完全受结构面控制。1.750m 即 F_3 以下部分为碎裂结构岩体，在岩体结构控制下具有一定的抗滑力，阻抗着块体下滑。随着采深加大，边坡变形亦相应发展。

4）图 3.4.2 为矿山地压活动观测结果及矿体地质构造图，图中所示的空场实际上也是断层，系充填矿脉张性结构面。观测结果表明，该矿区的地压活动主要表现在受断层及采空矿脉空场控制下发生岩体变形，三中段及五中段观测结果都证明了这一点。对这类矿山来说，采场地压活动基本规律是在软弱结构面（采空矿脉实际上也是软弱结构面）控制

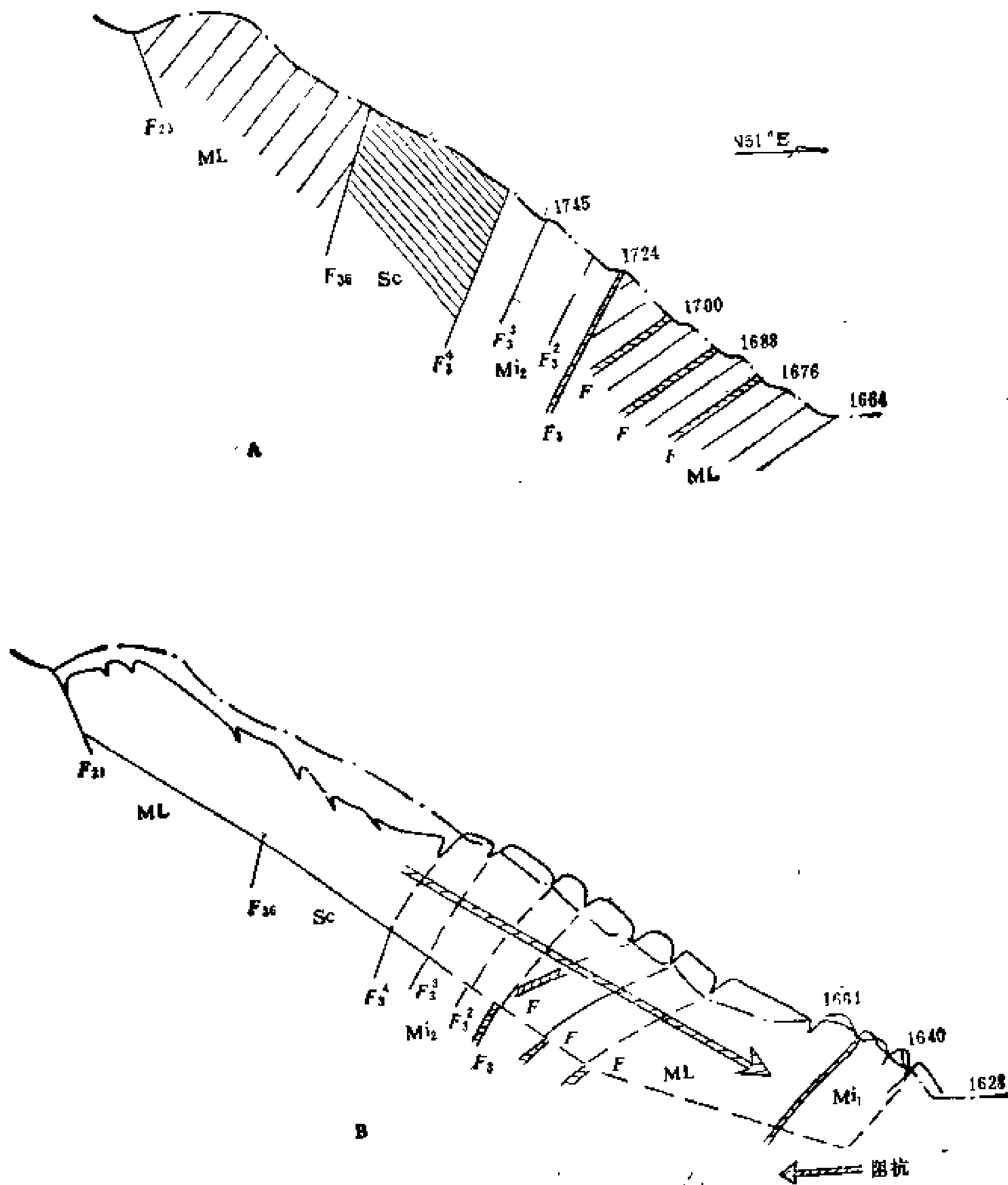


图 3.4.1 滑坡发展前后边坡结构剖面示意图[1]

A. 滑坡形成前边坡结构示意剖面图（1974 年 5 月） B. 滑坡发展后边坡结构示意剖面图（1977 年 6 月）

1）引自许兵等资料。

下产生块裂体运动。

上述一类例子可以举出许多。这些事故发生的基本原因在于岩体受 II 级或 III 级

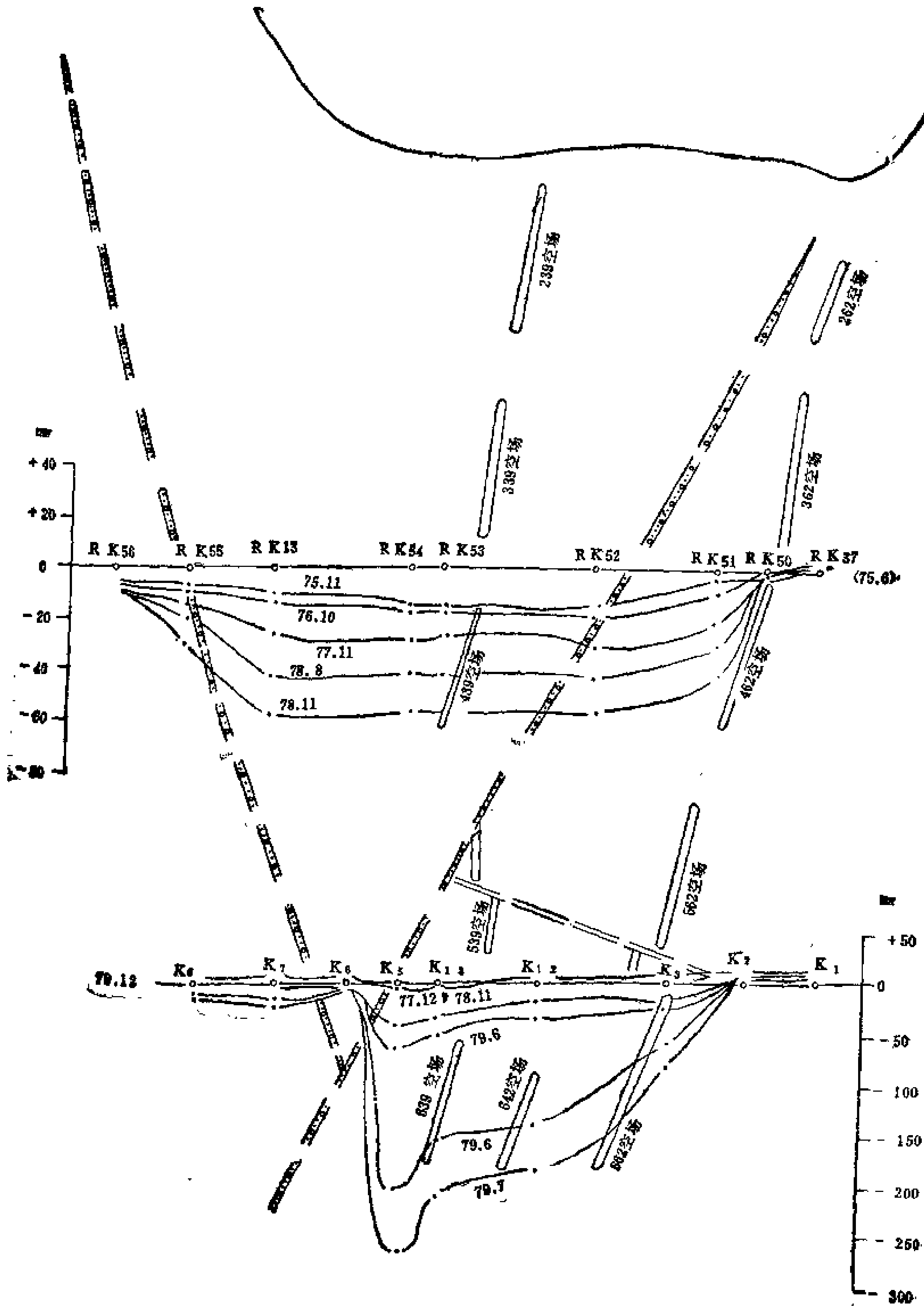


图 3.4.2　铁山垅黄沙矿岩移观测结果（11# 观测线升降曲线）

结构面切割成块裂结构岩体，构成块裂介质岩体。当岩体内应力状态发生变动时，则块体在软弱结构面控制下发生滑动引起变形和破坏。

此外，在土木建筑地下工程中不论跨度大还是小，在坚硬岩石中修建工程时，发生事故多半都是在块裂介质岩体中。这方面可以列举出许多例子，不拟详述。

上述事例表明，岩体在软弱结构面切割下形成的块裂介质岩体，其基本破坏方式为块裂体结构体沿软弱结构面滑移。这一事实和现象被愈来愈多的工程地质工作者和岩体力学工作者所重视，许多科学技术工作者从不同的角度对这一课题进行了研究。实践表明，它已构成了一门独特的介质力学，即块裂介质力学。它的特点是 ① 在软弱结构面切割下形成的；② 其运动严格地受贯通性结构面及其组合特征控制着；③ 其力学作用则主要受贯通性结构面，特别是软弱结构面控制着。软弱结构面和贯通性结构面的地质和力学性质是对这种介质力学分析的物理基础；块体运动力学分析是对这种介质岩体力学分析的具体方法。显然，软弱结构面地质特征是进行块裂介质岩体力学研究的第一重要工作，这是鉴别岩体力学介质基本依据，绝不可把可能沿节理追踪轨迹破坏的模型视为块裂介质模型，这种分析是不真实的。如在地下洞室顶部存在由软弱结构面切割成块裂结构体时，无疑是十分危险的，但是大量事实表明，受一般节理切割成碎裂结构岩体的洞顶却可安然无恙。因而它们之间具有本质上的差别。因为块裂介质岩体力学作用主要受贯通性软弱结构面控制，而碎裂结构岩体力学作用则受岩体结构控制，特别是在围岩应力作用下，软弱结构面切割的岩体很难产生力学介质转化，即块裂介质岩体很难转化为连续介质岩体。因此，在进行岩体力学研究初期就必须抓住软弱结构面研究，鉴别出是否确实存在块裂结构岩体。否则会出现张冠李戴、理论和实践脱节的现象，得不到符合实际的结果。

（二）软弱结构面的地质特征

在第一部分内我们明确地把 I，II 级结构面，依其力学性质特点，命名为软弱结构面。它表征着这类结构面塑性程度高、强度低，为岩体产生变形和破坏的优先部位。在地质上它具有如下几个特点：

1）软弱结构面主要为构造结构面。它具有两种基本类型：一类为断层；一类为层间错动。断层构成的软弱结构面易受到重视，而层间错动一类的软弱结构面易被忽略。实际上，在层状岩体中，这类软弱结构面极为发育，特别是经受过构造作用的岩层内几乎没有不发育有层间错动型软弱结构面的。这种结构面在河谷边坡地貌上常常留有明显的特征。层状岩体组成的河谷剖面上的各种大小台阶，几乎都是岩体存在层间错动型软弱结构面的表征。大台阶为规模较大的层间错动型软弱结构面形成，小台阶为规模较小或者夹层薄的软弱结构面形成。

2）软弱结构面在地表露头上往往不易辨认，砂页岩互层岩体内层间错动结构面往往由于露头失水也常常很坚硬，与岩石相近；灰岩中夹泥灰岩时层间错动软弱结构面因其中富有碳酸钙，在地表由于失水往往胶结硬化，故极为坚硬。许多小断层也由于上述两种原因常在露头上表现为角砾岩、糜棱岩岩石特征，而实际上在洞深进入山体内 5—10m 以后便与地表露头大不一样，而呈现为极软的断层泥、破碎夹泥层和破碎夹层，但很少见到有

胶结的。也就是说，软弱结构面内夹的软弱夹层物质在地表露头上常常表现为坚硬的角砾岩或糜棱岩。实际上，在山体内由于沿结构面风化作用而多数蜕化为软弱物质，主要为泥化夹层。这也是软弱夹层基本特征之一。

3）软弱结构面形态与其成因密切有关。扭性断层面和层间错动面大多为平滑的直面或曲面。压性断层构成的软弱结构面大多起伏不平，有时由于岩块被改造而形成巨大的扁豆体，易被误认为结构面的起伏形态，而导致严重的错误。张性结构面多半是不规则的，理论上为锯齿状，而在野外实际所见，有的段为锯齿状，有的段为撕裂状，有的被后期构造作用改造成起伏波状。

（三）赤平极射投影原理及方法

块裂体力学分析实际上是立体几何问题，它有两部分内容：

（1）块体几何分析　主要任务是计算块裂体表面积和体积；

（2）作用于块裂体上力的作用分析　主要是作用力合成和分解。

解决上述问题的方法有许多，如立体几何法，立体解析几何法，坐标投影法及赤平极射投影法等。其中赤平极射投影法简单方便，应用较广。孙玉科等（1978）对这一方法原理在工程地质中的应用做过比较详细的阐述。

赤平极射投影法系以二维平面图形表达三维物体空间几何要素，在投影图上可简便地确定各表面之间的组合关系、产状及面间夹角。这个方法可以简明地表现结构面组合成的块裂体几何特征。另一方面，岩体变形、运动、作用力及阻抗力等都为向量，赤平极射投影法在这方面大有用武之地。

应当指出，赤平极射投影图本身只是表示物体的空间几何要素的方向，几何要素的角距，而不表示它们之间的尺寸大小，它给不出线段长度、面积大小等数值。这一缺陷可以采用实体比例投影法可以补救。赤平极射投影法与实体比例投影法相结合，通过数解法或图解法的分析是进行块裂介质岩体力学分析的有效方法之一。

1. 赤平极射投影网

赤平极射投影网是由球极做视点发出射线达于球面，球极射线与球面各经纬线联线穿过球的赤道平面时构成的球面上的经纬线在赤道平面上的投影网（图 3.4.3）。

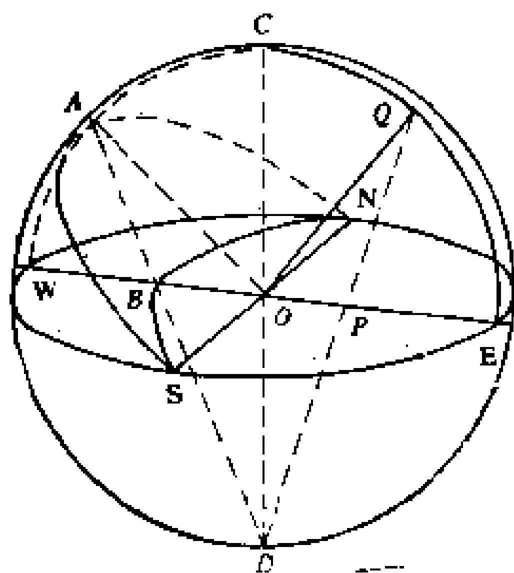


图 3.4.3　赤平极射投影立体示意图

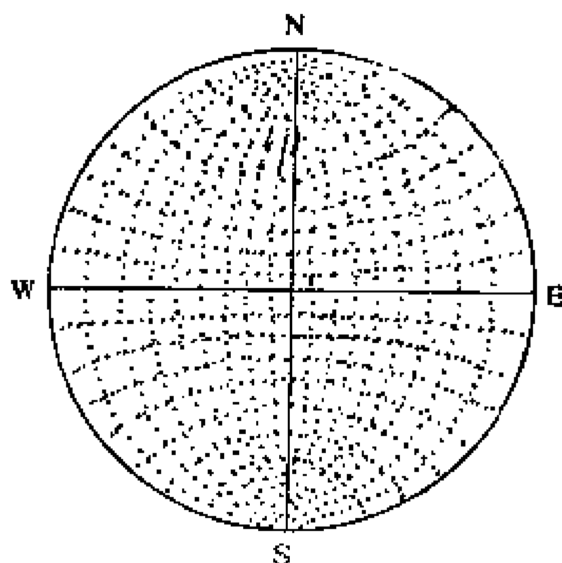


图 3.4.4　下半球赤平极射平面投影网

投影网有两种，一种是从下半球球极发射线作上半球在赤道平面上投影，也可以取上半球球极作视点作下半球在赤道平面上的投影。前者较为常用，我们在这里介绍的就是采取上半球投影(图 3.4.4)。

2. 线段投影

线段投影在赤平面上是一个点。线段在赤平面上的投影是表示线段的产状要素。图 3.4.5 即为倾向 NW30° 倾角 40° 的线段投影。作图法：作赤平面 NSEW，将赤平面覆于图 3.4.4 所示的投影网上。由 S 向 E 数 30°，在圆周上作记号 *a*，转动透明纸，使 *a* 与 *E* 重合，由 *E* 向圆心数 40°，即得线段 NW30°∠40° 投影点 *A*。如已知线段投影点 *A* 求其产状要素时，则将透明纸覆于投影网上，使 *OA* 与 EW 重合，由 E 向 *O* 方向查得经度 *aA* 的度数为线段倾角，由 *a* 至 S 的纬度加 180° 即为倾向。

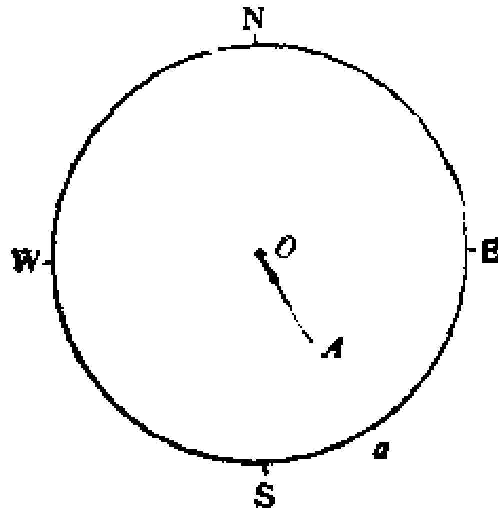


图 3.4.5 线段投影

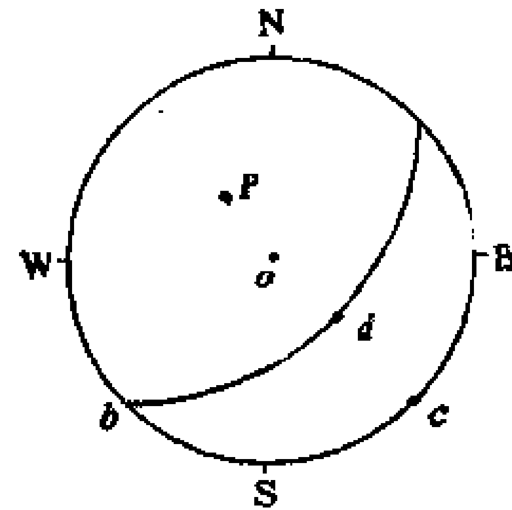


图 3.4.6 面的投影

3. 平面、法线、极点投影

平面在赤平面上的投影则表现为经度投影线。图 3.4.6 为 N50°E, NW∠40° 面的投影。作图法：作赤平面 NSEW，将赤平面覆于图 3.4.4 所示的投影网上，由 N 向 E 数纬度 50°，同时由 S 向 W 数纬度 50°，得 *a*，*b* 点。将 *a* 及 *b* 点与投影网的 N，S 重合，找 $\overset{\frown}{cd}$ 等于 40° 的经度线，即为 *ab* 面倾角，绘于图上，即为所求。如已知 *ab* 面时求读其产状，则与作图法相反。可使 *a*，*b* 对准投影网，在圆周上读 $\overset{\frown}{Na}$ 即为面 *ab* 的走向，倾向 NW，倾角在经度线上数得 $\overset{\frown}{cd}$ 值即是。法线是垂直于平面。在 *a*，*b* 对准 N，S，由经度线上 *d* 向W方向数 90°，或由W向 E 方向数 90°，$\alpha = 50°$ 处点 *P* 即为 *ab* 面的法线。*P* 点又称为极点。上述方法亦可用于已知线段求垂直面，或已知极点求作其代表的面。

4. 已知位于同一平面内的两直线，求作包含此两直线面及此两直线交角

两直线若位于同一平面内，则它们在赤平面上的投影线必落于同一经度线内。为此求包含两直线的平面就变为在投网上寻找通过两点的经度线问题。图 3.4.7 即为包含直线 SW30°∠40° 及 NW50°∠60° 的面在赤平面上的投影。作图法：(1) 在赤平面 NSEW 上作 SW30°∠40° 及 NW50°∠60° 直线投影点 *A*，*B* 落于同一经度线上的投影网，其产状为 N5°E，NW∠62°。直线 *A* 及 B 的夹角可直接在倾角为 62° 的经度线上读 *A*，*B* 两点间纬度值，亦可将平面放平在圆周上读纬度值，由图求得 *A*，*B* 线夹角为 65°。

5. 两个面交线产状及两面夹角

两个面交线又称为两个面组合交线。如图 3.4.8 所示面 *ab* 及 *cd* 交于 *e* 的垂直线 *f*，过

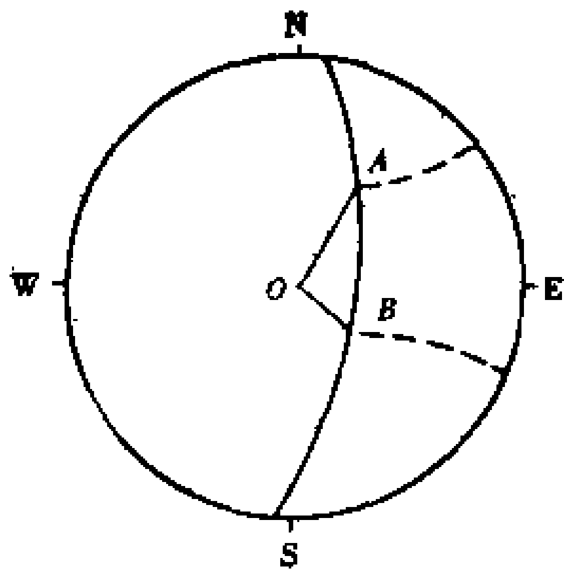


图 3.4.7　共面两直线投影

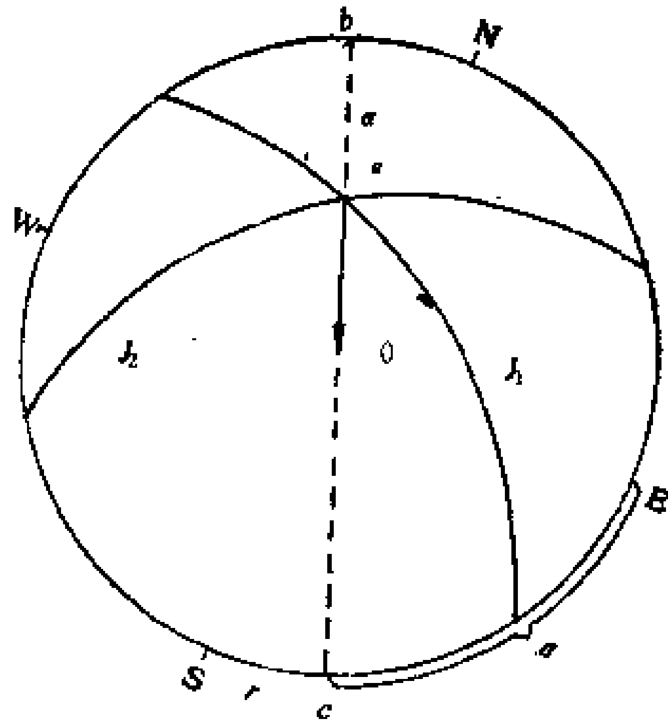


图 3.4.8　两面投影

f 作 cO 的垂直面与结构面 ab，cd 分别交于 g 及 h，$\widehat{gh}$ 间纬度值即为结构面 ab 与 cd 的夹角。

（四）实体比例投影图及块裂体几何分析

实体比例投影图实际上就是按着一定比例绘制成的表达物体形态的投影图。如机械图中的正视图、侧视图、俯视图、剖视图；工程中常用的地形图、地形地质图、地质剖面图，一定标高切面图等都属于这类图件。在岩体力学分析中经常用到实体比例投影图有三种：① 平面图；② 立面图或剖面图；③ 坡面图或斜面图。利用这三种图件来研究岩体内结构面切割成的块体特征或者说结构面组合关系，分析对工程有威胁的块体几何特征（块裂体棱线长度、产状、块裂体各面产状、面积及块裂体体积等）。实体比例投影图上所表示的只是块裂体受一定面切割时在切割面上留下的块裂体各面与切割面的交线，即结构面与开挖面组合交线。地形地质图上的地质界线等都属于这种线。地形地质图就是实体比例投影图。兹将分析块裂体时经常遇到的作图法及其几何尺寸计算法简述如下。

1. 在地形图上作断层构造线及山体开挖轮廓线

这种图件经常遇到，如断层、地层界线、工程开挖轮廓线等。这种图的作法与在地形地质图上切割剖面线方法正好相反。首先将地面定位基准点 a 固定。垂直于倾向方向按图件比例尺作出高度标尺。垂直于高度标尺为地面水平标尺，过 a 点所示标高作与地面水平线成 α 的斜线(图 3.4.9b)，α 为地层面，断层面或斜坡面倾角。平行于地面水平线将高度标尺投于斜坡线上，将斜线上标高投影于平行于高度坐标投于地形线的相应的等高线上，联结地形图上各投影点，即为所求。这条线可代表层面、结构面产状(图 3.4.9a)，亦可代表边坡面轮廓线。

2. 结构面在实体坡面上投影

结构面在实体边坡上投影，实际上是结构面与边坡面的交线在实体比例投影图上的

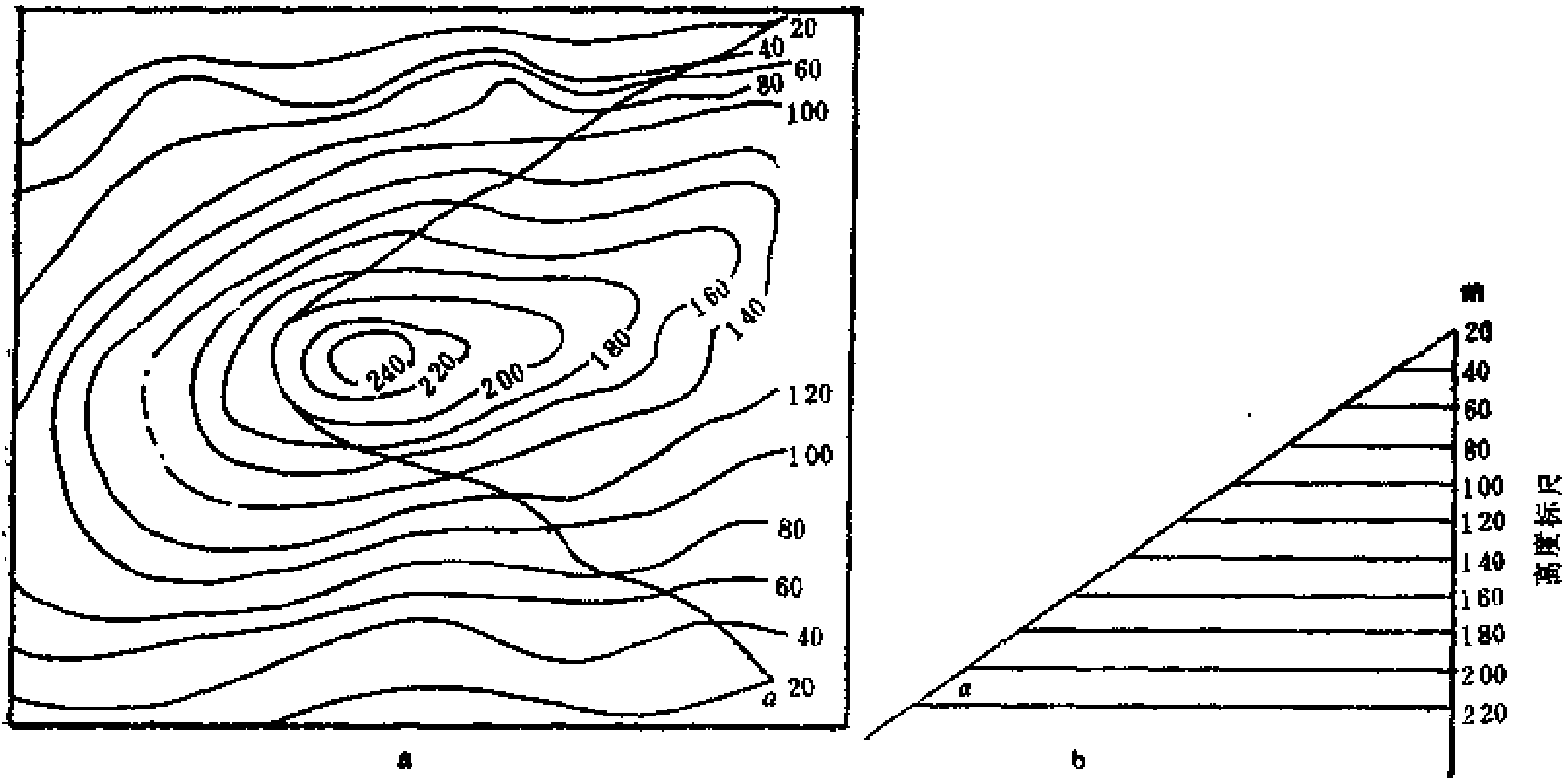


图 3.4.9 结构面在地图上投影

边坡坡上的投影。如图 3.4.10 所示边坡产状为 N60°E-N W∠40°，切割边坡岩体有两条结构面：①二级结构面 F_{149} 产状 N60°W，SW∠70°；② 三级结构面 f_{135}E，N∠52°。作赤平投影图(图 3.4.10)，将投影图的 NS 轴平行于图 3.4.10 A 所示实体比例投影图的实体方位。用图 3.4.10 B 投影网求 F_{149}，f_{135} 与边坡面 γO 及 sO，过 F^2_{149} 与边坡眉线交点 d 在边坡面上作与 γO 平行的直线，得 F^2_{149} 与边坡面交线 ad。过 f_{135} 与边坡眉线交点 b，在边坡面上作与 sO 平行的直线，得 f_{135} 与边坡面交线 ba。联 ab 得结构面 F_{149} 与 f_{135} 交线 ac，ac 应与图 3.4.10A 所示的 F_{149} 与 f_{135} 交线 QO 相平行。

3. 块裂体几何参数计算

(1) 块裂体棱线或组合交线长度计算　如图 3.4.10 所示，四面体块裂体 $abcd$ 可在图上量得各组合交线在平面投影图上的长度 l，其真正长度为

$$L = \frac{l}{\cos\alpha} \tag{3.4.1}$$

式中 α 为组合交线倾角，可由赤平极射投影图上(图 3.4.10b) 量取。图 3.4.10a 所示的四面体各棱线投影长度、倾角及计算得到的实际长度注于各棱线上。

(2) 块裂体表面积计算　块裂体表面形状可以是各式各样的，但都可划为三角形来计算，如图 3.4.11 所示四边形表面可采用大三角形 $\triangle ABE$ 减去小三角形 DCE 面积求得。

已知三角形各边长 a，b，c 时，其面积可用海仑公式求得，即三角形面积 $\triangle$

$$\triangle = \sqrt{S(S-a)(S-b)(S-c)} \tag{3.4.2}$$

$$S = \frac{a+b+c}{2} \tag{3.4.3}$$

(3) 块裂体体积计算　块裂体的形状也是各式各样的，但都可以划为锥体来计算。

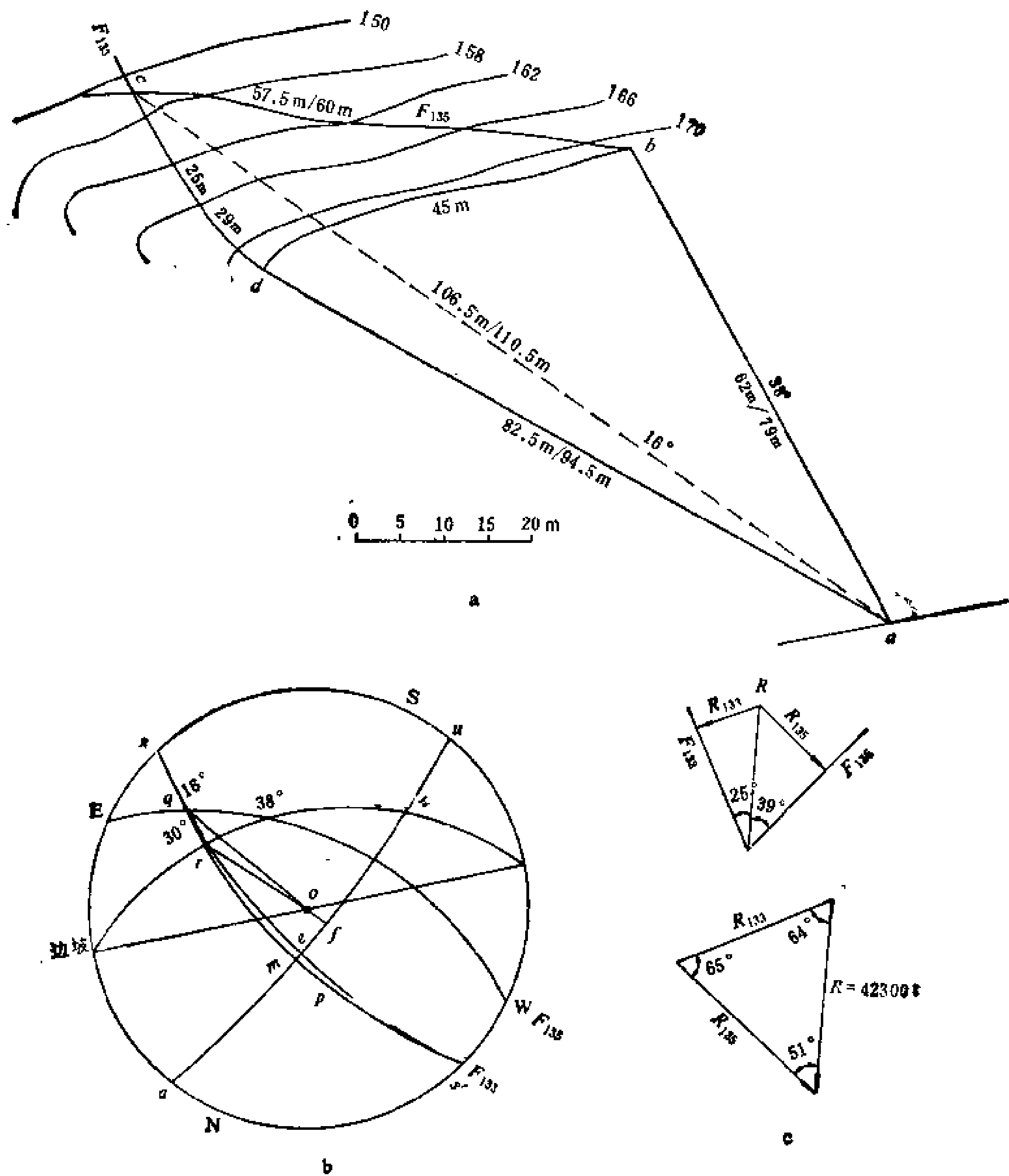


图 3.4.10 块裂结构岩体边坡实体比例投影

如图 3.4.12 所示它可以利用各棱线延长线构成大锥体，*abcf* 减去小锥体 *edgf* 来求得，棱锥体体积为 V

$$V = \frac{1}{3}\Delta H \tag{3.4.4}$$

式中 Δ 为底面积；H 为锥顶距底面的垂直高度，它可以通过赤平投影网求一直线与结构面交角 α，通过公式 (3.4.5)

$$H = L\sin\alpha \tag{3.4.5}$$

求得。式中 L 为用作求锥体高度的与底面夹角 α 的线长。

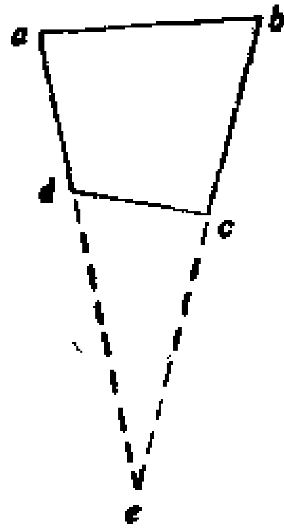


图 3.4.11表面积计算草图

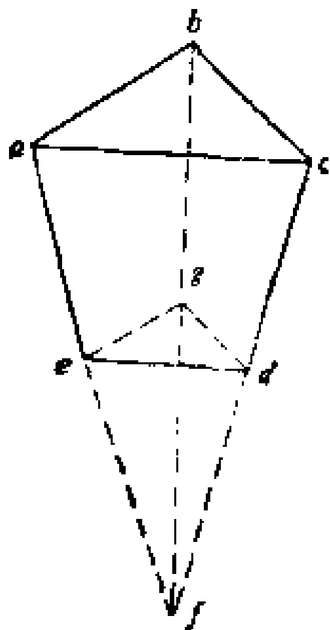


图 3.4.12 块裂体体积计算草图

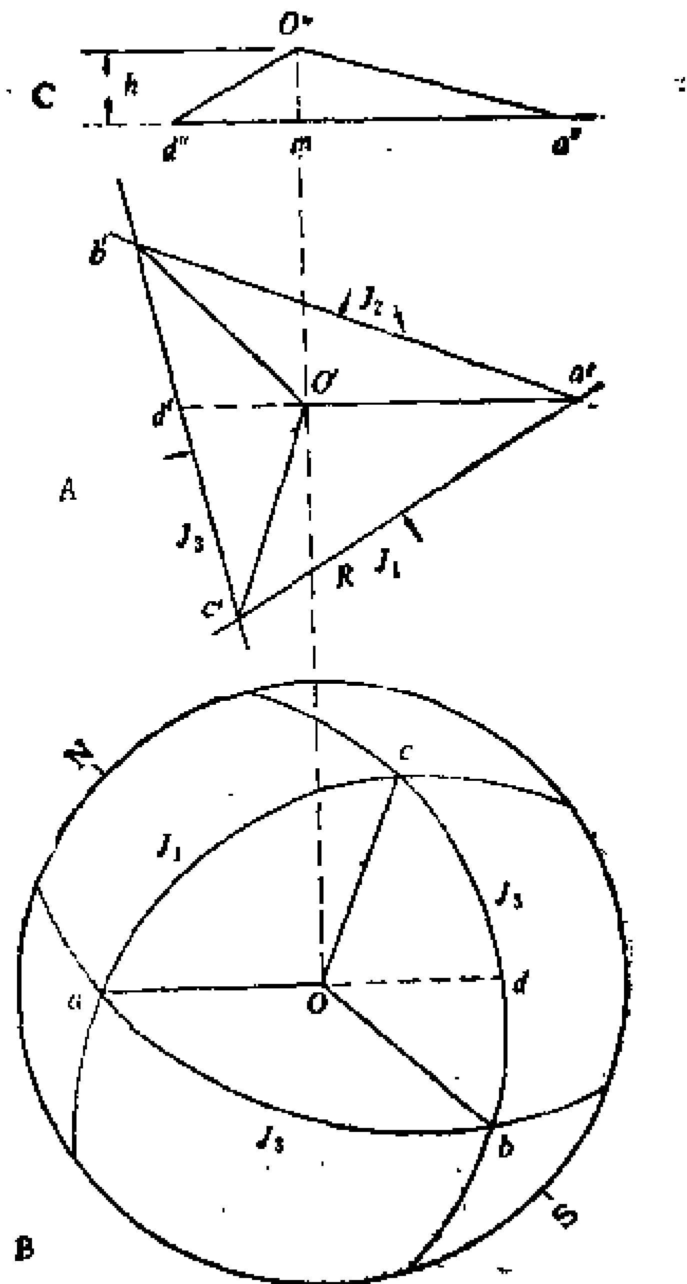


图 3.4.13 洞顶三组结构面力学作用分析要素图解

4. 平面实体比例投影图

这种平面实体比例投影图常用于地基、洞顶块裂介质岩体稳定性分析。其投影面与实体面一致，故块裂体在实体投影图上出现的结构面与地面交线系结构面的走向线。结构面与结构面组合交线作法同上。块体几何尺寸计算方法亦与上面所述一样。在以地面为底计算块裂体体积时，其高度可用两组结构面的倾向作通过其顶点实体剖面投影作图求得，当然亦可用计算法求得。下面以地下洞室洞顶块裂体实体投影为例作简要说明。

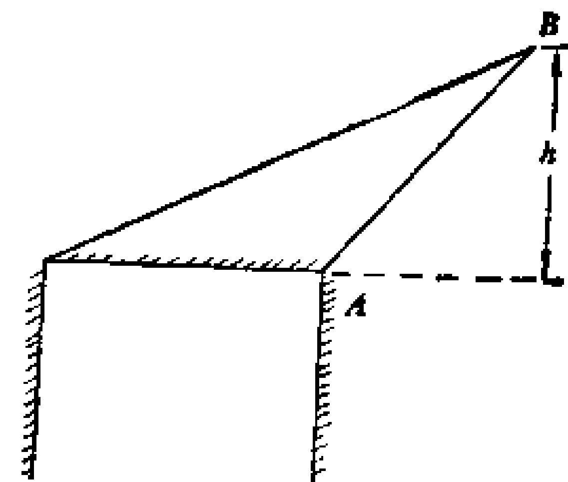


图 3.4.14 斜歪块裂体

设在某地下洞室某段洞顶观测到有如图 3.4.13 *A* 所示的三条控制性结构面 J_1，J_2，J_3。用图 3.4.13 *B* 所示的赤平投影法求得其结合交线 $\overline{aO}$，$\overline{bO}$，$\overline{cO}$。用实体比例投影法投到图 3.4.13 *A* 上，求得其结合交线的交点 O'，也就是块裂体顶点 O 在洞顶平面上的投影 O'，过 O' 作 $a'O'd'$ 剖面，将 a' 及 d' 投于图 3.4.13*C* 上得 a''，d''。由图 3.4.13*B* 上量取组合交线 $\overline{aO}$ 的倾角及结构面 J_3 的视倾角。并

利用此参数在图 3.4.13 *C* 上作块裂体过顶点 *O* 的剖面 $a''O''d''$。将图 3.4.13 *A* 上的 *O* 点投影到图 3.4.13*C* 上，如图与 O'' 重合，则证明无误。过 O'' 作 $a''d''$ 垂线 $O''m$。$O''m$ 长度 *h* 即为洞顶围岩中块裂体高度。有了上述要素，便可很容易求得块裂体体积，重量及其它参数。

还有一种情况，构成洞顶块裂体结构面中有一组或两组向洞内倾斜（图 3.4.14)。在这种情况下，块裂体在洞顶呈斜歪状，即块裂体的顶点的直接投影落于其底的外面，这种形态的块裂体力学作用和前者是不同的。前者的塌滑方向是垂直向下，图 3.4.14 的方向则沿着势能最低的 *AB* 面或组合交线 $\widehat{AB}$ 滑落。在进行洞顶岩体稳定性力学分析时，必须遵循具体情况具体分析的原则，否则会得到错误的结果。

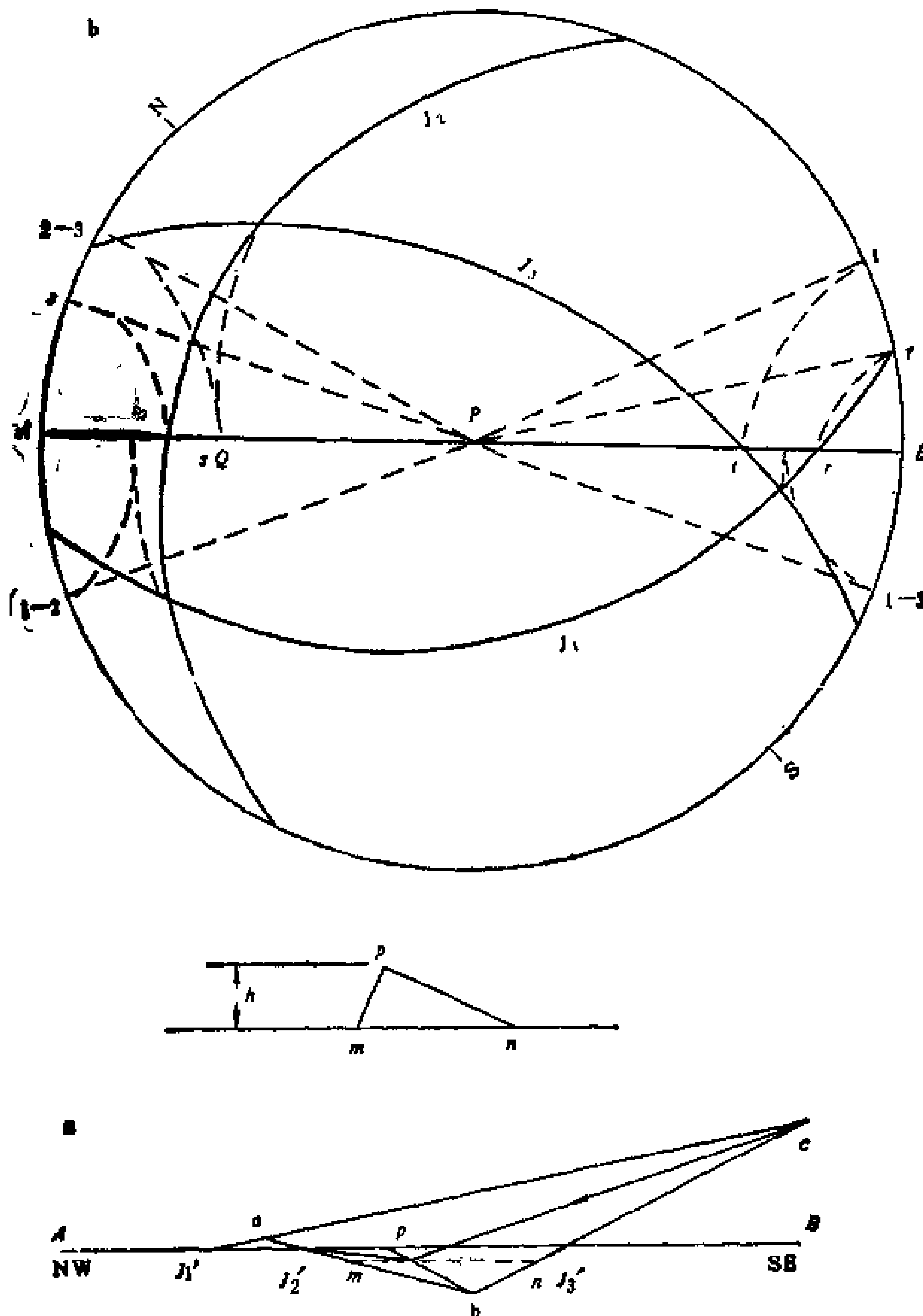


图 3.4.15 边墙围岩内块裂体几何要素图解

5. 立面实体比例投影

在进行直立边坡和地下洞室壁块裂介质岩体稳定性分析时，常采用这种立面实体投影。下面以洞顶立面实体投影为例简要说明。

洞顶围岩内出现的情况与边墙围岩内出现的情况也大致相似。边墙围岩不同的是临空面方向变了，洞顶临空面为水平面，而边墙临空面则为垂直面。随此，确定边墙内块裂体形态和规模与确定洞顶的有些不同。

1）确定洞顶围岩内块裂体形态和尺寸时，要作结构面及其组合交线在平面上的投影，作边墙围岩内块裂体形态及尺寸时，要作结构面及其组合交线在剖面上或洞壁上的投影。

2）确定洞顶块裂体深入围岩内深度时，用结构面倾角；而确定洞壁块裂体深入洞壁围岩内深度时，则用结构面走向与洞轴线夹角。

如图 3.4.15 所示，洞体开挖后在洞壁处揭露出三组软弱结构面 J_1, J_2, J_3，它们与洞壁面 AB 线交于 J'_1, J_2, J'_3 处(图 3.4.15 a)。图 3.4.15b 为结构面 J_1, J_2 及 J_3 的赤平投影。在赤平投影图上作洞壁面 AB，AB 切结构面 J_1, J_2, J_3, r, s, t, 处。在图上可直接用赤平投影网上量出 J_1, J_2, J_3 在 AB 面内的产状。在图 3.4.15 a 上可用量角器辅助作出各结构面在洞壁上的实体比例投影；也可用赤平投影网纬度线将 r, s, t 转90°，投于大圆上，大圆上的 r, s, t 点与球心联线为 J_1, J_2, J_3 在洞壁上的视倾角。由图 3.4.15a 用三角板推平行线于图 3.4.15b 上的办法，作各结构面与洞壁交线的实体投影。结构面组合交线可直接用赤平投影网在图3.4.15b 上量得其倾角，用量角器辅助在图3.4.15a 上作出其实体比例投影；也可先用赤平投影网经度线将各组合交线投影到洞壁剖面 AB 上，再用纬度线投影到大圆上，将大圆上投影点与圆心联线得组合交线倾角，用推平行线法在图3.4.15a 上做出各组合交线在洞壁上的投影，由此可求得各组合交线的交点 P。过 P 作 mn 平行于 AB，将 mn 投影到图 3.4.15c 上。过 m 点作 J_2 的走向线，过 n 作 J_3 的走向线，得交点 P。由 P 点向下做垂线，此线段长即为块裂体深入洞壁内深度。如此，便求得 J_1, J_2, J_3 结构面在洞壁围岩内形成的块裂体的底在洞壁上的几何图形 Δabc 及插入洞壁内深度 h。从而求得块裂体体积、重量、各侧面积等要素。

（五）作用于块裂体上的力的分析

在大多数情况下块裂体上受的力主要为重力，当然也有其它外力。力学计算的主要任务是进行作用于块裂体上力的合成和分解。作用于块裂体上的力并不都汇交于一点，它们可以演化为共点力系及力偶。如求得各分力的大小、方向、着力点，则作用于块裂体上的力可以用式 (3.4.6)，(3.4.7)，即

$$\sum_{i=1}^{3} F_i = 0 \tag{3.4.6}$$

$$\sum_{i=1}^{3} M_i = 0 \tag{3.4.7}$$

求得其作用力及反作用力的合力及力偶。显然，问题的关键在于求得各分力的大小、方向

及着力点。这个问题可以很方便的用赤平极射投影和实体投影相结合的方法来解决。

1. 力在投影图上的表示

力为矢量，它有一定的产状，不论在实体比例投影图上或赤平极射投影图上都应作矢量表示。设一作用力 $P=100$kg，倾向 NE30°，倾角 40°。图 3.4.16 为其实体比例投影图。图 3.4.17 为其在赤平投影图上的表示。其作图法与线段作图法完全一样。

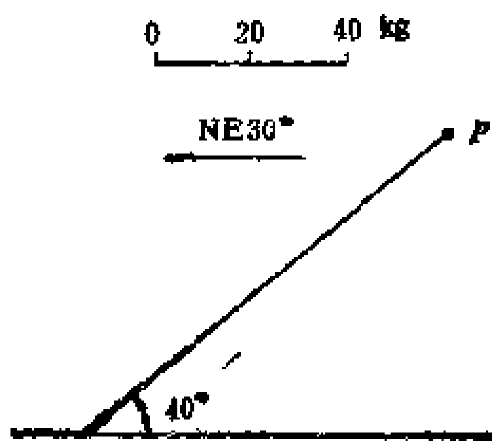


图 3.4.16　力的实体比例投影

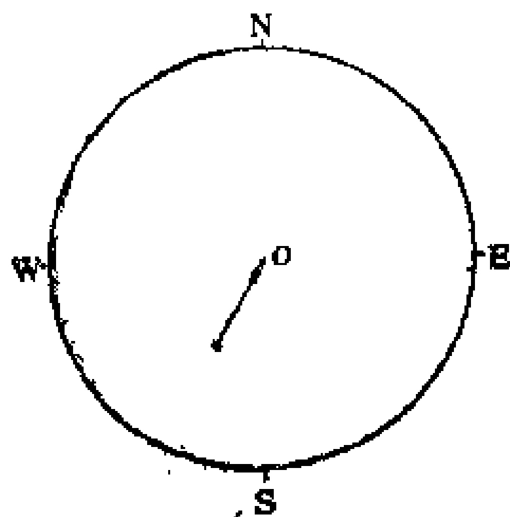


图 3.4.17　力在赤平极射投影网上的投影

2. 共面两个力的合成

共面两个力 P_1，P_2 的合成可以简单地用力三角形图解法或利用余弦定理求得其合力 R

$$R^2 = P_1^2 + P_2^2 - 2P_1P_2\cos\gamma \qquad (3.4.8)$$

式中 γ 为 P_1 与 P_2 的夹角。

例：$P_1=100$kg，产状为 NE30°∠60°；$P_2=150$kg，产状为 NW26°∠55°，求其合力的大小和方向。

在图 3.4.18 所示赤平投影图上作 P_1，P_2 投影，在赤平投影网上找包含 P_1，P_2 的面 NS。在经度上读 P_1P_2 间的经度数，此数即为 P_1P_2 的夹角，等于 60°。用作图法按图 3.4.19 方法求得 $R=210$kg，用余弦定理计算得

$$R=\sqrt{10,000+22,500-30,000\cos 120}=200\text{kg}$$

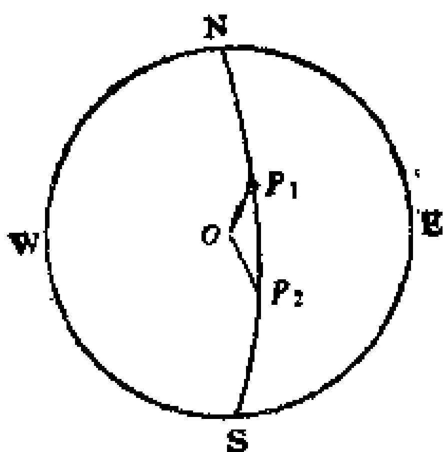


图 3.4.18　在赤平投影图上求二力夹角

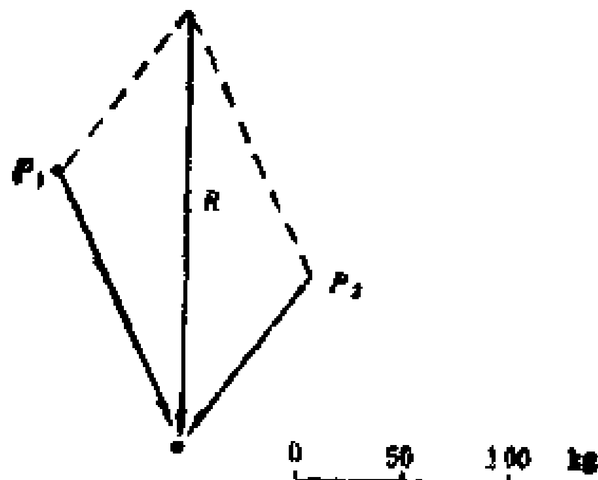


图 3.4.19　利用实体比例投影图图解二力合力

3. 共点三个以上力的合成

三个以上共点力的合成可以采用上述两个共面力的合成，再利用求得的合力与第三个力合成，依次类推，直至全部合成。

例：有共点力系 $P_1=100$kg，产状为 SW40°∠30°；$P_2=200$kg；产状 NW40°∠50°；$P_3=150$kg，产状 SE40°∠40°；$P_4=80$kg，产状 NE30°∠40°，求其合力 R。

(1) 作如图 3.4.20 所示赤平投影图，由图求得包含 P_1P_2 的平面产状为 NW70°∠52°。将此面立起时 P_1 与水平轴交角为 35°，倾向 SW，P_2 与水平轴夹角为 70°，倾向 NE，以此参数作 P_1P_2 力的实体投影。

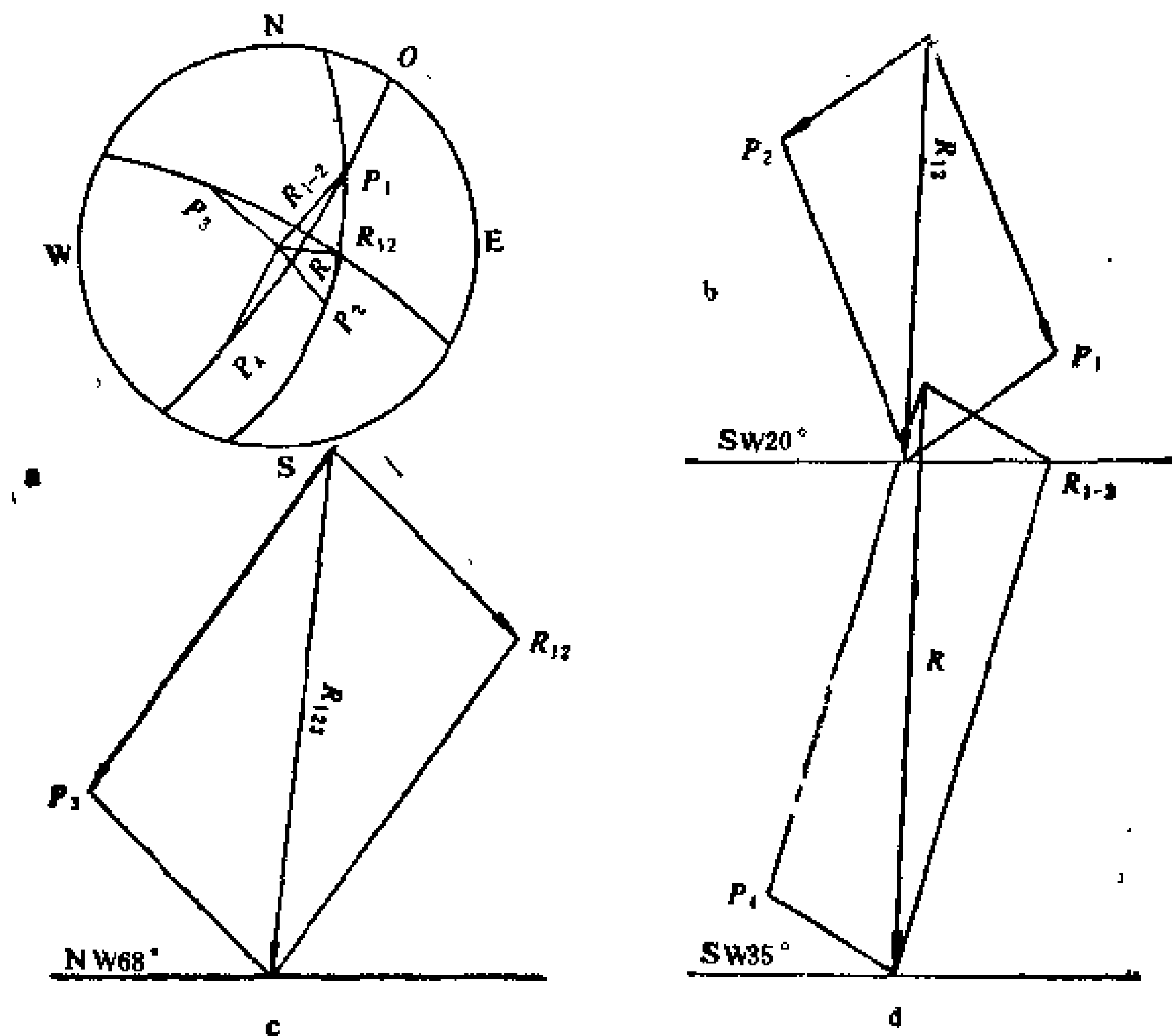


图 3.4.20 三个以上空间力图解法

(2) 作包含 R_{12} 与 P_3 面，得产状为 SE30°∠70°，将此面立起时则 R_{12} 与水平轴夹角为 55°，倾向 NW；P_3 与水平轴夹角 45°，倾向 SE，以此参数作图 3.4.20c 所示的力 R_{12} 及 P_3 的实体投影图，力的平行四边形图，求得合力 $R_{123}=300$kg，倾角 84°，倾向 NW。

(3) 将 R_{1-3} 投影于赤平图上，作 $R_{1-3}P_4$ 的共面，得其产状为 NW55°∠82°，将此面立起时，在此面内 R_{1-3} 与水平轴交角 72°，倾向 SW，P_4 与水平轴夹角 30°，倾向 NE，以此作为图 3.4.20d 所示的力的实体投影图及力的平行四边形图，求得总合力 $R=350$kg，在力面内倾向 SW，倾角 87°，投影于赤平投影网上求得其产状为 NW52°∠82°。

4. 力的分解

力的分解实际上是力的合成的反算，一般是已知合力及两个分力的方向，求其作用力的大小。

例：一边坡在结构面 N30°E，NW∠40°W，NE∠50° 切割下形成一重 10t 的块裂体，求沿组合交线方向下滑力及作用于两结构面上反力。

提示：先将 $W=10t$ 的重力分解成垂直于组合交线法向力及平行于组合交线下滑力。然后将垂直于组合交线的力分解到两结构面法线方向上，此垂直作用于结构面上法向力即为反力。

解法：(1) 将结构面 J_1N30°E，NW∠40°；J_2 40°W，NE∠50° 及重力投影于赤平投影图上（图 3.4.21 a)，求得组合交线为 NW12°∠30°，则垂直于组合交线的分力方向为 SW12°∠60°，重力垂直向下，即倾角为 90°，以此参数及合力重 10 t 作力的实体投影示于图 3.4.21 b，求得下滑力 $S=5t$，垂直于组合交线分力，即作用于两结构面上合力 $N=8.2t$。

(2) 作包含垂直于组合交线方向及两结构面极点的面，即垂直于两结构面的法向面 mn，产状为 N75°E，SE∠60°，将此面直立时则 P_1 与水平轴斜交角 60°，倾向 NE，P_2 为 45° 倾向 SW。作力的实体投影图得图 3.4.21 c，求得作用于结构面 J_1 的分力或反力 $N_1=6t$，作用于结构面 J_2 上的分力或反力为 $N_2=44t$。

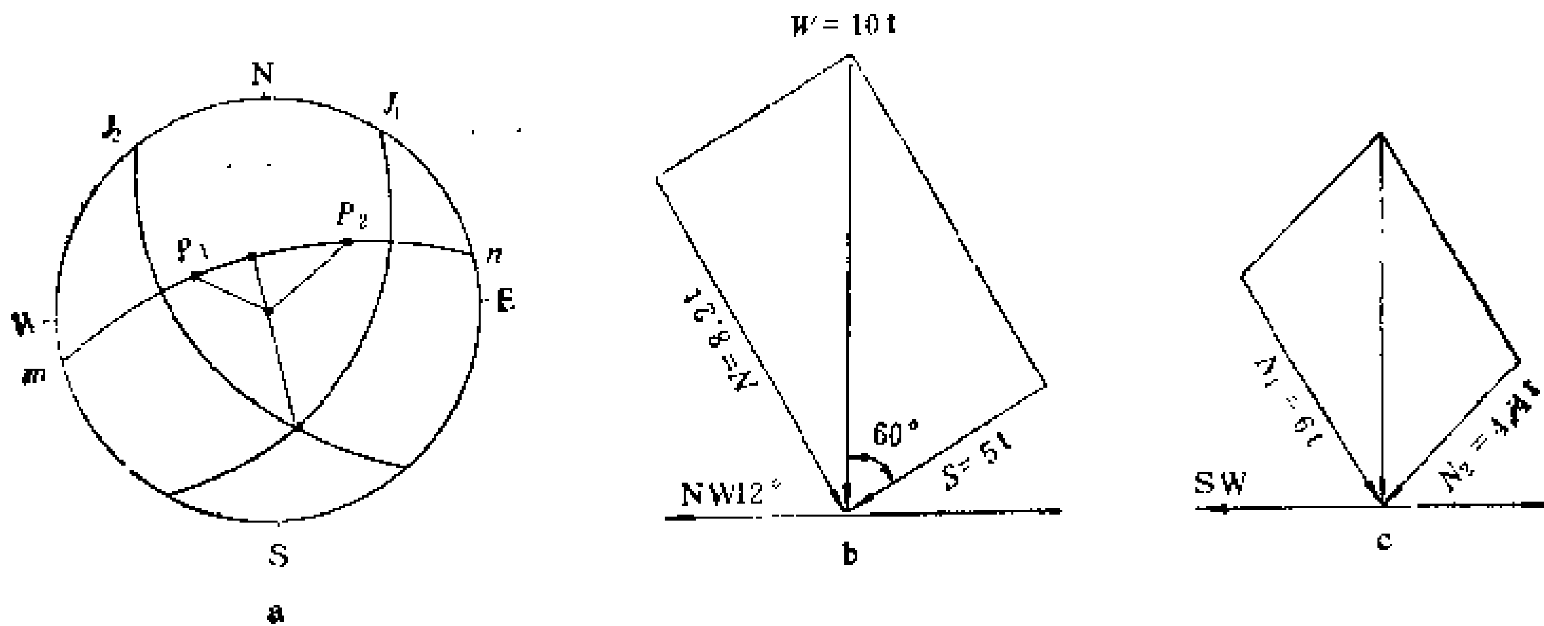


图 3.4.21 空间力系图解分析法

（六）块裂介质岩体力学原理

块裂介质岩体力学被作为岩体力学的一个重要组成部分提出来是岩体力学发展中的一次重大突破。今天在土木工程和矿山工程中出现的与地质有关的事故，绝大部分都是与软弱结构面有关。软弱结构面已经不仅是工程地质研究中的课题，而且也是岩体力学研究的中心内容。软弱结构面总是与岩体沿结构面滑动联系着，坚硬岩体沿着软弱结构面滑动产生变形和破坏的规律是块裂介质岩体力学的中心内容。换句话说，块裂介质岩体力学主要就是研究岩块沿软弱结构面产生滑动变形和破坏机制和规律的科学。

1. 概　说

块裂介质岩体力学是块体力学在岩体力学中的应用。初等力学中研究的斜面和摩擦是这个课题的最简单的理论基础（图 3.4.22)。其内容有三点。

(1) 块体 A 与接触面 B 的摩擦机制和摩擦规律问题；

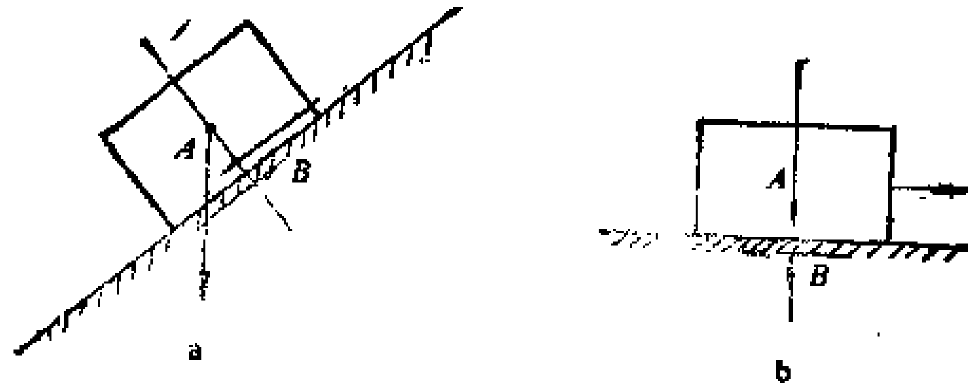


图 3.4.22 块体运动机制

a. 斜面滑动； b. 平面滑动

(2) 块体力学平衡或稳定性问题；

(3) 块体运动规律。

这三个问题在初等力学中已经有简明的答案。这就是：

(1) 关于摩擦定理的库仑法则

$$\tau = \sigma_n \operatorname{tg}\phi + C = f\sigma_n + C$$

式中 τ 为摩擦阻力；σ_n 为作用于接触面上法向压力；ϕ 和 f 为摩擦角和摩擦系数；C 为粘着力。

(2) 力学平衡条件

$$\sum F_x = 0 \qquad \sum M_x = 0$$
$$\sum F_y = 0 \qquad \sum M_y = 0$$
$$\sum F_z = 0 \qquad \sum M_z = 0$$

(3) 牛顿第二定律

$$F = Ma$$

式中 F 为作用于块体上超过块体平衡需要的平行斜面的力；M 为块体质量；a 是产生运动的加速度。

上面这三条基本原理是人所共知的，但是把它用到岩体力学中是经过相当长时间的实践才完成的。今天已经基本完成了这个过程。提出和建立块裂介质岩体力学理论是这一过程完成的标志。把力学中的块体力学原理应用于岩体力学中建立起块裂介质岩体力学标志有如下三点。

(1) 建立起块裂介质岩体力学模型，岩体是多裂隙地质体，在结构面切割下，岩体内形成有许许多多、大大小小的块体。但是在外力作用下，不是所有的块体都是沿着结构面滑动变形造成岩体破坏的。也就是说，不是所有的遭受结构面切割的岩体都具有块裂介质岩体特性。只有在软弱结构面切割和控制下的岩体才能产生岩块沿结构面滑移的条件，只有这类岩体才具有块裂介质岩体特性，那些结构面规模很小，未经过错动的硬性结构面很少有形成块裂介质的条件，这种结构的岩体不产生沿结构面滑动的作用。在一些文献中常见到不区分软弱结构面和硬性结构面，而臆想地作为块裂介质来处理，这是不正确的(如图 3.4.23 所示)。这表明岩体被软弱结构面切割是建立块裂介质岩体力学模型的基本条件。

(2) 建立起软弱结构面变形和破坏的研究方法。岩体内软弱结构面不是物理上理想的均质平直面，而是地质结构面。它是起伏不平、不均质、且常常是一定厚度夹层所构成

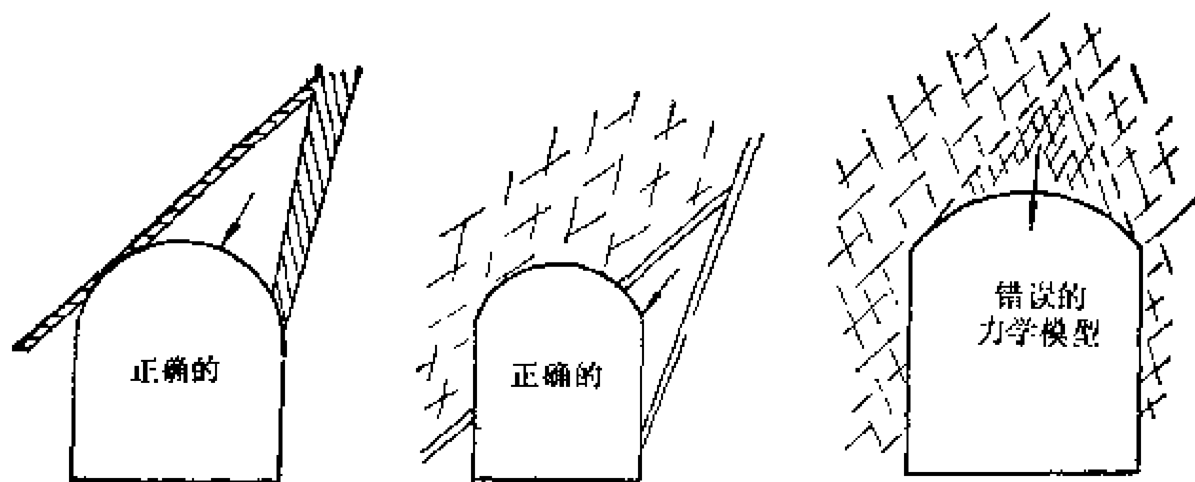


图 3.4.23　形成块裂结构岩体的条件

的有形面。它控制着岩体的变形和破坏条件。块裂介质岩体力学研究的重要任务之一就是研究软弱结构面力学性质。以爬坡角理论为基础建立起来的典型地质单元岩体力学试验与结构面地质研究相结合进行综合分析方法，为研究软弱结构面力学性质奠定了理论基础。

(3) 形成了完整的一套块裂介质岩体力学分析方法。这套方法包括两部分：即 ① 岩体结构分析；② 岩体变形和破坏的力学分析。第一步分析是第二步分析的先行条件，第一步分析，即岩体结构分析包括结构面力学性质鉴别，最重要的是鉴别出软弱结构面；包括有块裂体组合分析，找出可能形成的块裂体条件以及块裂体稳定分析，通过筛选法找出危险块裂体，供进行块裂体变形和破坏力学分析。块裂体力学分析必须在获得符合软弱结构面力学性质的资料基础上进行。力学分析的第一步是进行块裂体变形、运动及破坏条件分析，将分析结果与工程允许条件对比，评价、分析岩体稳定性。

上面三点是块裂介质岩体力学研究的基本成就，也就是块裂介质岩体力学基础。

2. 块裂体刚性假定

块裂介质岩体力学主要是研究块裂岩体沿软弱结构面变形、破坏和运动问题。块裂岩体本身的变形和破坏问题不属于块裂介质岩体力学问题，它属于连续介质岩体力学问题。由于块裂体本身的刚度远较软弱结构面刚度高得多，因此在分析块裂体沿软弱结构面变形、破坏和运动时完全可以采用刚体力学理论。大量的岩体力学试验结果证明，这种假定是允许的。图3.4.24是这方面许许多多的实例之一。该资料是在官厅水库进行雾迷山灰岩内软弱夹层原位试验时取得的。组成试件的块裂岩体为雾迷山灰岩，结构面内充填夹泥角砾，起伏差达 5.4 cm，爬坡角 10°。试验结果为 $C = 0.23\text{MPa}$，$\phi = 29.5°$。此结构面属软弱结构面。结构面剪切刚度 $K_s = 18\text{MPa}$，该灰岩的单位压缩刚度 $K = 5\times10^2$ MPa，相差近 20 倍，相对于软弱结构面来说，块裂体灰岩完全可以视为刚性体。图 3.4.24 资料表明，在剪切试验过程中，在试件前端和后端做的位移测量结果几乎完全相同。这证明，把块裂体假定为刚性体是正确的。

3. 摩擦圆与结构分析

在自重作用下块裂岩体稳定性，主要决定于结构面及结构面组合交线产状和结构面摩擦阻力。如图 3.4.25 所示，在自重作用下块裂岩体(重为 W)沿 ab 面下滑力为

$$S = W \sin\alpha$$

而抗滑力为

$$T = T_\phi + T_c = W\cos\alpha \operatorname{tg}\phi + C\overline{ab}$$

其稳定条件为 $T \geqslant S$，即

$$W\cos\alpha \operatorname{tg}\phi + C\overline{ab} \geqslant W\sin\alpha$$

不考虑 C 时，则稳定条件为

$$\operatorname{tg}\phi \geqslant \operatorname{tg}\alpha$$

即

$$\phi \geqslant \alpha$$

我们知道岩体的抗滑力不是向量，它的作用方向决定于滑动作用方向，即它与滑动力方向相反。ϕ 角常以摩擦锥表示，在赤平投影图上则表现为 ϕ 圆。在岩体稳定性分析第一步的结构分析时，可以用结构面或结构面组合交线与 ϕ 圆关系初步判断块裂岩体稳定性，如图 3.4.26 所示，赤平极射投影图内的小圆为 ϕ 圆；$\overline{ab}$ 为边坡；图中阴影部分即边坡与摩擦圆包围的月牙形范围为危险区。如结构面或结构面组合交线位于这个区域内时，块裂岩体有可能滑动，从岩体结构分析来说，这属于不稳定岩体。如图 3.4.27 所示，结构面 j_1 与 j_2 交绘成的组合交线 d 亦位于摩擦圆外，故亦属稳定的。而结构面 j_2 与 j_3 交绘成的组合交线 e 则位于摩擦圆与边坡围成的月牙形范围内。从结构分析角度来说，则属于不稳定岩体，应进一步进行力学分析。

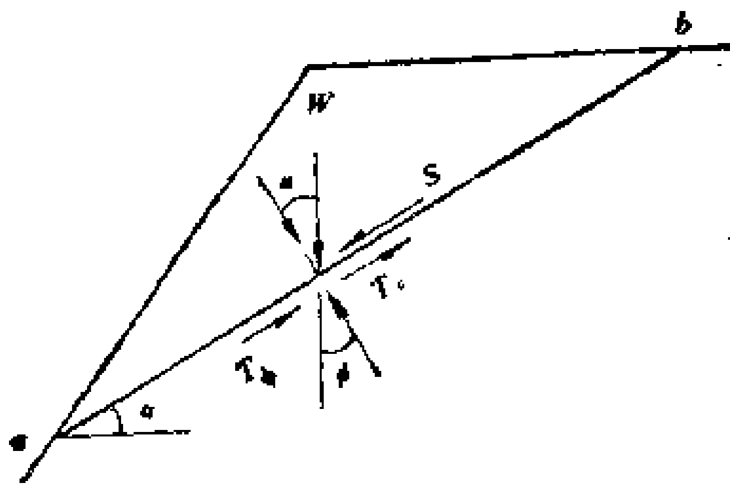


图 3.4.25　块裂体滑动条件

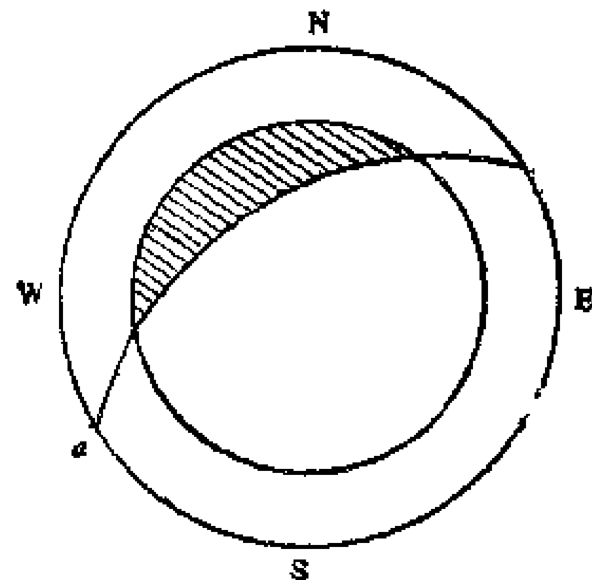


图 3.4.26　摩擦圆与结构分析

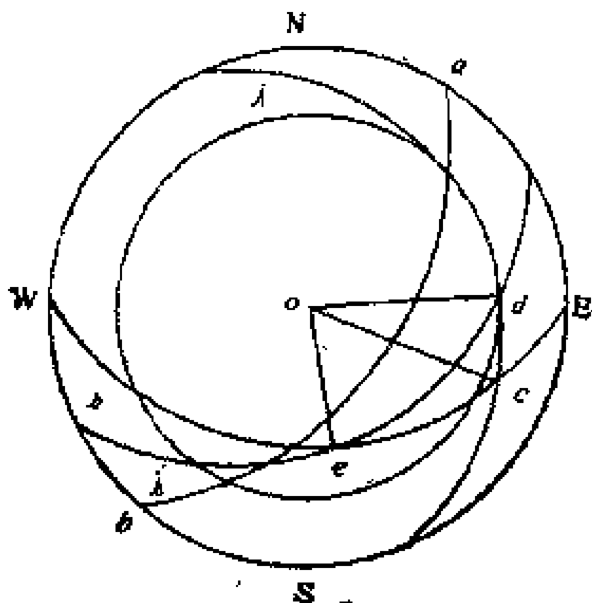


图 3.4.27　岩体稳定性结构分析

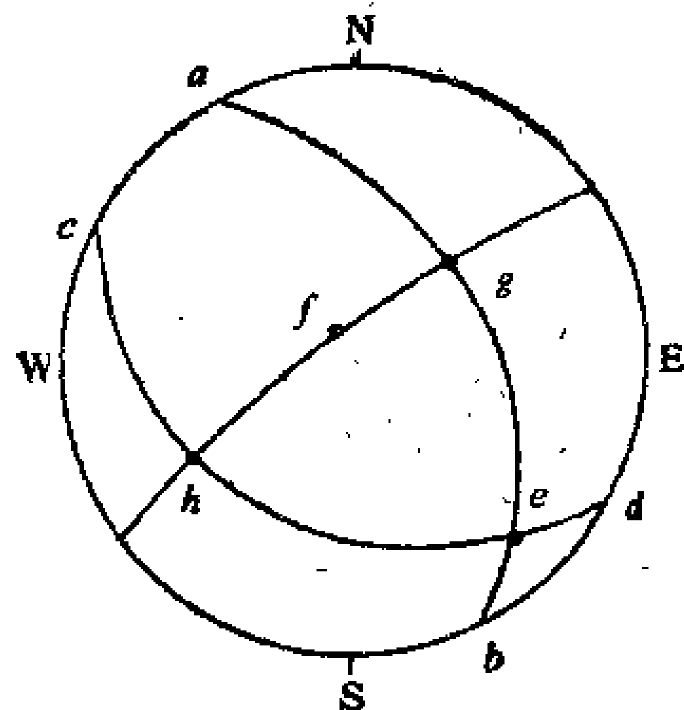


图 3.4.28　结构面组合交线投影

4. 滑动面和滑动方向

1）滑动面与切割面　岩体内发育有几组结构面时，有的构成滑移体滑床，有的构成滑移体边界。前者称为滑动面，后者称为切割面。滑动面不一定只是一个，有时为两个。在滑移体沿着两个滑动面滑动时，其滑动方向将与组合交线方向一致，滑移倾角则与组合交线倾角一致；这种滑移体实际上是在构成滑动面的两个结构面上沿其组合交线产状为倾向和倾角滑动。

2）结构面组合交线　岩体内有两组以上结构面时，它们在岩体内相交，其交线称为组合交线。岩体内组合交线可以很方便地用图 3.4.28 所示的赤平投影法求得其产状。图3.4.28中 $\overline{aO}$ 便为结构面 J_1，J_2 组合交线倾向。$\widehat{ba}$ 的弧角为组合交线倾角，$\widehat{cs}$ 方位角为组合交线倾向。图 3.4.28J_1，J_2 的组合交线产状为：$\widehat{SE}(\gamma°)\angle\widehat{ba}(\alpha°)$。

3）滑动方向　在岩体内有时存在几个贯通性结构面，其组合交线有时有两条以上。这种情况下，如何判断其滑移方向？这里有两种情况，一种是促使岩块滑动作用力为重力，另一种是地应力和工程作用力。第一种情况下，显然，其滑动方向与势能最低滑动面或组合交线方向一致；图 3.4.29 的实例充分说明了这个问题，该图为金川露天矿一区边坡变形观测资料，图中断线为实际观测得到的岩体移动方向。该滑坡体系由辉绿岩脉错动形成的二级结构面 F_{23} 及三级结构面 J_3 切割成的。F_{23} 断层带宽 20—30 cm，充填糜棱岩

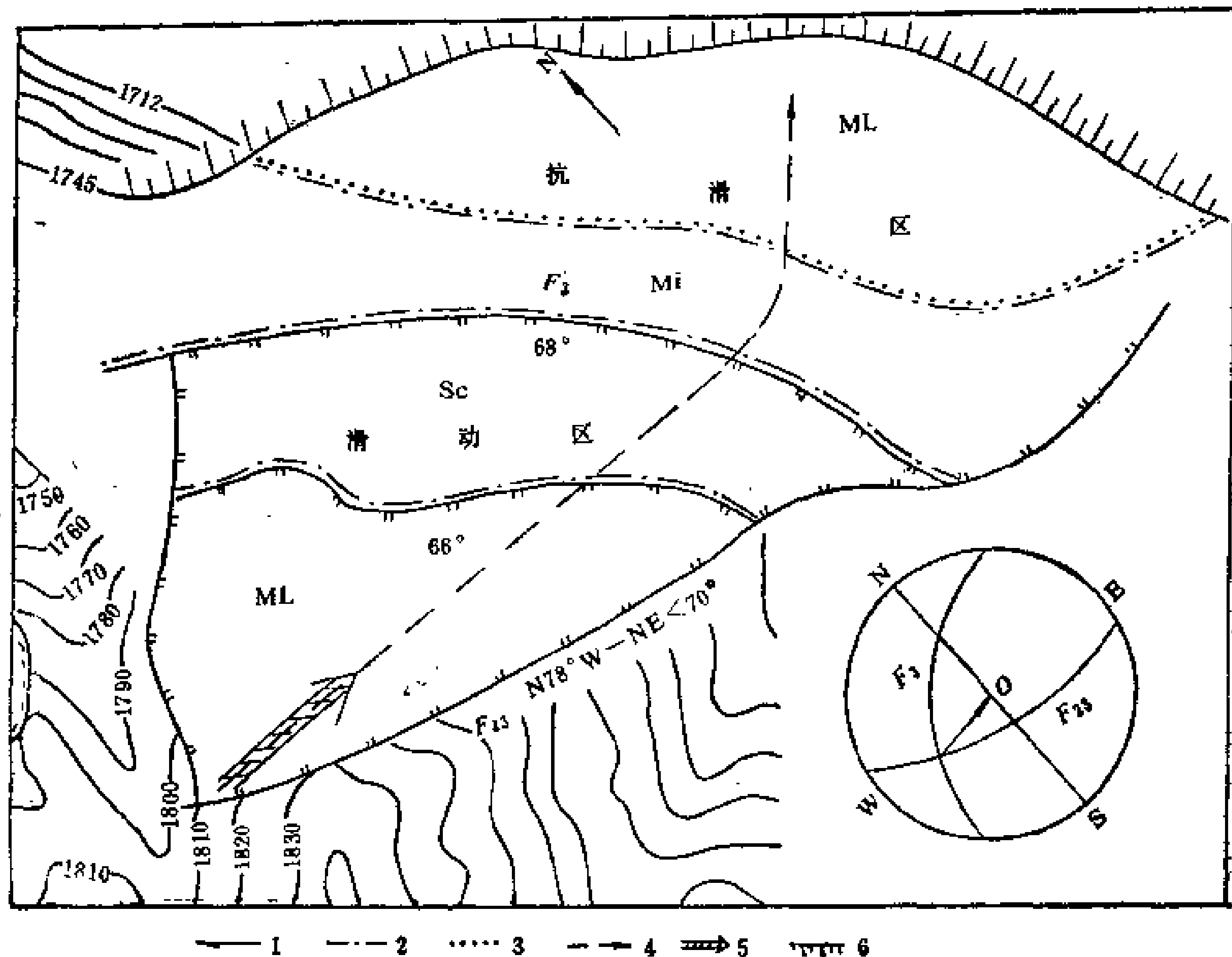


图 3.4.29　金川露天矿上盘区 1#滑坡体运动机制

1.断层；2.岩层界线；3.滑坡体分区界限；4.实测滑动方向；5.结构面组合分析得到的滑动方向；6.边坡眉线

粉，f_i 平直、光滑无充填物质。图中阴影箭头所示方向系用赤平极射投影求得的 F_{23} 与 f_3 的组合交线方向，它与主滑动线方向完全一致。这一实例提供了结构面组合交线方向为块裂体滑动方向的充分证明。也有的(如地下洞室的洞顶)则与最小势能方向不一致。在地应力和工程力作用下产生滑移时，其滑动方向与稳定性最小方向一致，并不一定受结构面组合交线控制，它不一定是共点力系，其中常存在有转动，如地基岩体破坏时，便是这种类型。

5. 两组结构面控制下的岩体力学作用

这种力学模型主要出现在边坡、岩柱中。如果岩块在自重作用下发生滑移时，主要是沿着势能最低两组结构面组合交线方向滑移。分析这种岩体力学作用的关键在于确定出组合交线产状。有了组合交线产状后，再求出垂直于组合交线结构面视倾角 θ，然后分析其力学作用。对具体工程来说，也就是分析岩体稳定性。

组合交线和垂直于组合交线方向结构面视倾角 θ 可以用赤平投影网量取，如图3.4.30所示，结构面 J_1 与 J_2 的组合交线 $\overline{aO}$ 的倾角为 δ。垂直于组合交线 aO 的结构面 J_1、J_2 的视倾角分别为 θ_1，θ_2。

有了上述参数后，便可利用实体比例投影法作图，求得滑移体体积 V_0 及重量 W_0。如果作用力仅为自重时，则 W_0 便为作用于滑动面 J_1 及 J_2 上的唯一作用力。如果还有工程栽荷时，则其作用力尚需求其合力及合力作用方向。下面仅以自重作用为例进行讨论。这种情况在边坡问题中是常见的。其力学模型示于图3.4.31。由图3.4.30可求得作用于结构面 J_1 及 J_2 的滑移分力 P_1，P_2，它们分别为

$$P_1 = W\cos\theta_1 \tag{3.4.9}$$

$$P_2 = W\cos\theta_2 \tag{3.4.10}$$

滑移体在自重 W 作用下产生的滑动力 S 为

$$S = W\sin\sigma \tag{3.4.11}$$

抗滑力为 T

$$T = T_1 + T_2 = P_1\operatorname{tg}\phi_1\cos\delta + C_{j_1}F_1 + P_2\operatorname{tg}\phi_{j_2}\cos\delta + C_{j_2}F_2$$

$$T = W\cos\delta(\cos\theta_1\operatorname{tg}\phi_{j_1} + \cos\theta_2\operatorname{tg}\phi_{j_2}) + C_{j_1}F_1 + C_{j_2}F_2 \tag{3.4.12}$$

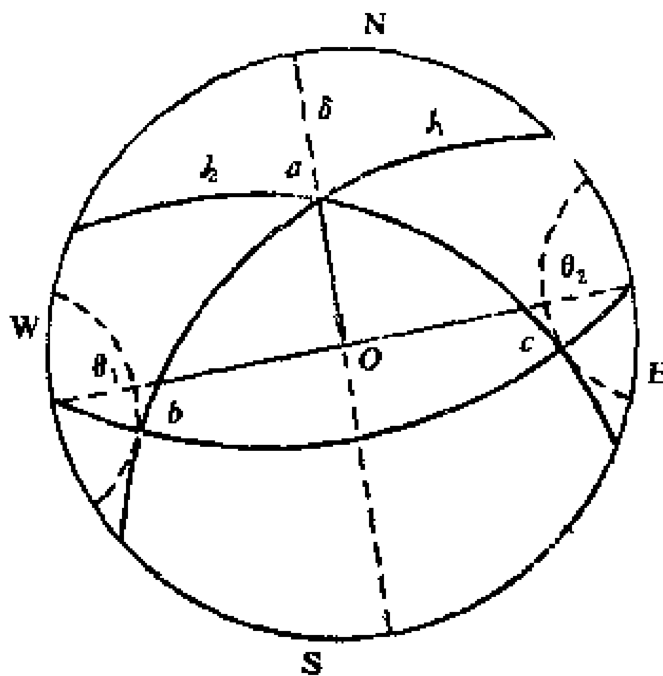


图 3.4.30　两组结构面构成的滑动面力学作用参数图解法

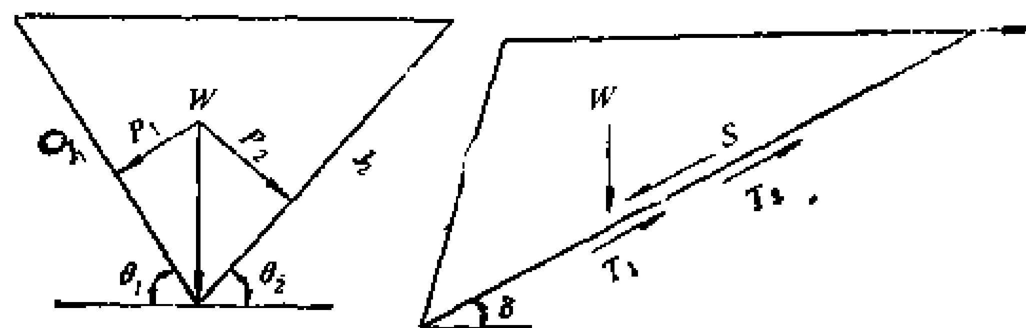


图 3.4.31　两组结构面构成的滑移体力学模型

当 $\phi_i = \phi_{i_2}$, $C_{i_1} = C_{i_2}$ 时,则式(3.4.12)可简化为

$$T = W\cos\delta\,\mathrm{tg}\,\phi_i(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + C_i(F_1 + F_2) \tag{3.4.13}$$

式中 F_1 及 F_2 分别为构成滑动面的结构面 J_1 及 J_2 的面积。

对具体工程来说,在共点力条件下,其稳定性系数 K 为

$$K = \frac{T}{S} \tag{3.4.14}$$

上述力学关系适用于在自重作用下边坡稳定性分析。对有地应力和工程力作用块裂介质岩体内的地下洞室围岩、地基以及边坡来说,则不适用,因为它属于非共点力系,必须考虑力偶作用。

6. 三组以上结构面组合的岩体力学作用

三组以上结构面构成的力学作用,主要见于地下洞室和地基岩体稳定性分析中。在边坡中有时也有三组以上结构面力学模型。这时多于两组结构面系切割面,不具滑动面作用。下面仅以地下洞室围岩中三组以上结构面力学模型为例进行讨论。关于边坡、地基中的作用就不专门讨论,其原理和方法完全类同。

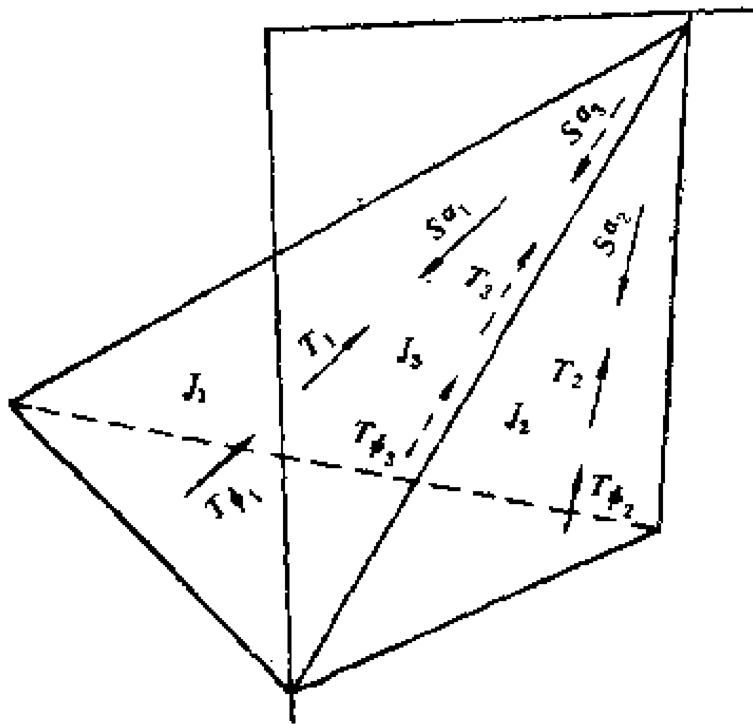


图 3.4.32 块裂体力学模型

地下洞室的洞顶及边墙围岩内如发育有三组以上控制性结构面时,很容易形成向洞内即临空面方向滑移的滑移体。为了认识滑移体力学作用,首先要弄清块裂体形态及尺寸,也就是结构面空间组合方式。这个问题可以很方便地用赤平投影及实体比例投影法来解决。

有了各结构面形成块裂体几何图形尺寸、滑移方向及滑动面后,便可进行块裂体稳定性力学分析。

力学分析可用图 3.4.32 的力学模型。很清楚,块裂体稳定性是由作用于块裂体上的外力及自重构成下滑力 S_a 及由岩体结构面摩擦系数和咬合力构成抗滑力一对矛盾控制的。

作用于块裂体上的外力及自重形成的下滑力 S_a, 抗滑力 T 分别为 S_{a_1}, S_{a_2}, S_{a_3}; T_{ϕ_1}, T_{ϕ_2}, T_{ϕ_3}; T_{c_1}, T_{c_2}, T_{c_3}。计算出各分力后, 可用图解法或数解法求得各下滑力 S_{ai} 及抗滑力 T 之和,即

$$S_a = \sum S_{ai} \tag{3.4.15}$$

$$T = \sum T_{\phi i} + \sum T_{ci} \tag{3.4.16}$$

对于共点力系,
在共点力系条件下,其稳定性可用稳定性系数 K 表示

$$K = \frac{\sum T_{\phi i} + \sum T_{ci}}{\sum S_{ai}} \tag{3.4.17}$$

如果计算结果得到 $K < 1$, 则表示块裂体不稳定,构成滑移体,将需要进行加固处理。这

时需要给出山岩压力和锚固压力。这里有两种情况：

(1) 滑移体不准发生塑性位移，即不准离开围岩时的滑移作用力 P_1 为

$$P_1 = (\sum S_{ai}) - (\sum T_{\phi i} + \sum T_{ci}) \quad (3.4.18)$$

(2) 如滑移体发生塑性位移而离开围岩时，则压到拱顶及侧墙上的压力 P_2 为

$$P_2 = S_W - W_{p\phi} - \sum T_{ci} \quad (3.4.19)$$

式中 S_W 为自重构成的下滑力；$W_{p\phi}$ 为由自重构成的抗滑力。即

$$S_W = W \sin\delta \quad (3.4.20)$$

$$W_{p\varphi} = W \cos\delta \operatorname{tg}\phi \quad (3.4.21)$$

式中 δ 为滑床在滑动方向倾角，或构成滑动方向的组合交线倾角。

第一种情况可作为回填时计算山岩压力和估算预应力锚固时锚固压力。第二种情况可作为估计不满回填时山岩压力及普通锚固的锚固压力。

在非共点力系，即在有地应力和工程力作用条件下，块裂体稳定性不能用式(3.4.17)分析。在这种情况下，块裂体稳定性分析应分为两步，即一部分为共点力系滑动稳定性，另一部分为在力偶作用下转动稳定性。关于滑动稳定性中抗滑力可用式(3.4.16)计算，而转动稳定性分析中抗转动力有两种情况，其一为摩擦抗转动力，另一种为结构棱角强度稳定性，摩擦抗转动力一般由楔形体棱边提供。当摩擦抗转动稳定性系数大于1时，可能真正稳定，也可能由楔形体棱边处强度不足而失稳。只有在摩擦稳定性及棱边强度都满足要求时，才能认为非共点力系作用下的块体是真正稳定的。

(七) 块裂介质岩体力学分析方法

1. 方法和程序

岩体稳定性分析不是简单的进行数学计算，而最主要的是首先在岩体结构研究基础上，对岩体破坏方式及破坏机制作出正确判断，鉴别岩体力学介质类型，给出符合岩体力学作用实际力学模型，制订出合理的研究岩体力学性能及分析岩体稳定性的方法，以指导岩体力学研究工作的全部过程，取得符合岩体实际的岩体力学性质资料。这是保证岩体稳定性分析结果可靠性的基础。换句话说，岩体稳定性分析必须在岩体结构研究特别是在结构面研究基础上，抓住破坏方式和破坏机制判断才能使这项工作得到符合实际的结果。

块裂介质岩体稳定性分析的基本程序是：

(1) 进行地质分析　地质分析的主要任务是找出危险软弱结构面。为此，应遵循下列程序：

1) 岩体内发育的结构面降低了岩体强度。结构面是岩体内的弱点，它对岩体强度、破坏机制具有控制作用。从某种意义来说，岩体稳定性主要决定于岩体内结构面发育情况。在研究岩体力学模型时，首先应抓住结构面研究。

2) 岩体内结构面是多种多样的，对岩体稳定性影响也不相同。其中延展长、连续性大、经过多次错动、有夹泥的开裂的结构面，显然比其它种类的结构面要重要得多。它属于软弱结构面，是结构面中对岩体稳定性极为不利的因素，故在结构面研究中，首先应抓住软弱结构面研究。

3）岩体内软弱结构面往往也是很多的。对岩体稳定性来说，并不一定所有的软弱结构面都是不稳定的因素。对岩体稳定性不利的结构面则为被施工挖成的临空面切割的或靠近临空面的软弱结构面。在岩体稳定性分析和岩体力学研究中，应仔细地找出这种临空或近临空面的软弱结构面；

4）临空的或靠近临空的软弱结构面不一定都是危险结构面。一般来说，被临空面切割或靠近临空面的软弱结构面，其结构面倾角或其组合交线倾角大于内摩擦角时，则属于危险结构面，对这种危险结构面要从地质到试验全面地进行研究。

（2）*进行结构分析*　　结构分析的目的是找出危险块裂体。为此，首先则利用实体比例投影法作工程岩体块裂岩体结构图。这图展示了岩体被软弱结构面切割成的块体情况。然后在作成的块裂岩体结构图上找出组合交线落于摩擦圆内块裂体。在单结构面切割成的块裂岩体情况下，软弱结构面倾角代替了结构面组合交线作用。据此可找出危险块裂体。

（3）*岩体力学分析*　　包括四方面内容的工作：即 ① 几何分析；② 应力分析；③ 破坏分析；④ 变形分析。破坏和变形分析结果和工程允许条件对比，给出岩体稳定性系数，评价岩体中块裂结构岩体部分稳定性。

2. 边坡稳定性分析实例

（1）*基本资料的地质分析*　　例示的边坡地段为质地坚硬的厚层致密块状硬砂岩组成的山体。砂岩属中厚至巨厚层，单层层厚 30cm 至 1m，节理间距为 50cm 至 2m。组成该边坡砂岩岩块强度高达 80MPa 以上，岩体强度亦高于 5—7MPa。由于岩体强度不足产生边坡破坏的可能性是不存在的。最可能的破坏方式为结构面切割成的块裂岩体沿软弱结构面滑动。附近沟谷自然边坡和人工采石场边坡破坏情况考察亦证明了这一点。

表 3.4.1　边坡地段结构面地质及力学特性

结构面编号	产　　状	地质力学层性	结构面地质特征	内摩擦角（φ°）	内聚力（MPa）
层面	N50°E，NW∠40°	层面	层间错动比较发育，结合力不强	13	0.01
F^3_{131}	N70°W，SW∠69°	压扭	破碎带宽 1m，充填夹泥角砾，延展长	11.5	0.014
F^3_{143}	N70°E，NW∠40°	压扭	破碎带宽 1m 余，夹泥、碎块，延展长	13	0.01
F^3_{144}	E-W，N∠80°	压扭	破碎带宽 1m 余，夹泥、碎块，延展长	12	0.012
F^3_{146}	N30°E，NW∠70°	张扭	结构面呈波状，夹泥，延展长	19	0.012
F^3_{348}	N30°W，SW∠70°	张性	破碎带宽 20cm，充填岩屑、起伏大	19	0.012
F^3_{349}	N60°W，SW∠70°	扭压	带宽 20cm，充填夹泥碎屑，延展长	12	0.01
F^3_{134}	N75°W，NE∠72°	扭压	夹碎屑泥膜，延展长度 30m	15	0.014
F_{135}	N90°E，N∠52°	压	破碎带宽 30cm，挤压破碎、夹泥，延展长度 40m	17	0.012
F^3_{142}	N70°E，NW∠50°	压性	破碎带宽 30cm，破碎、夹泥，延展长度 20m	13	0.01
F_{144}	N65°E，NW∠35°	压性	破碎带宽 5－10cm，充填夹泥、碎屑，延展长度 20m	14	0.012
F_{140}	N25°E，NW∠80°	扭性	破碎带宽 1[illegible]cm、充填碎屑、泥膜，延展长度 30m	15	0.014

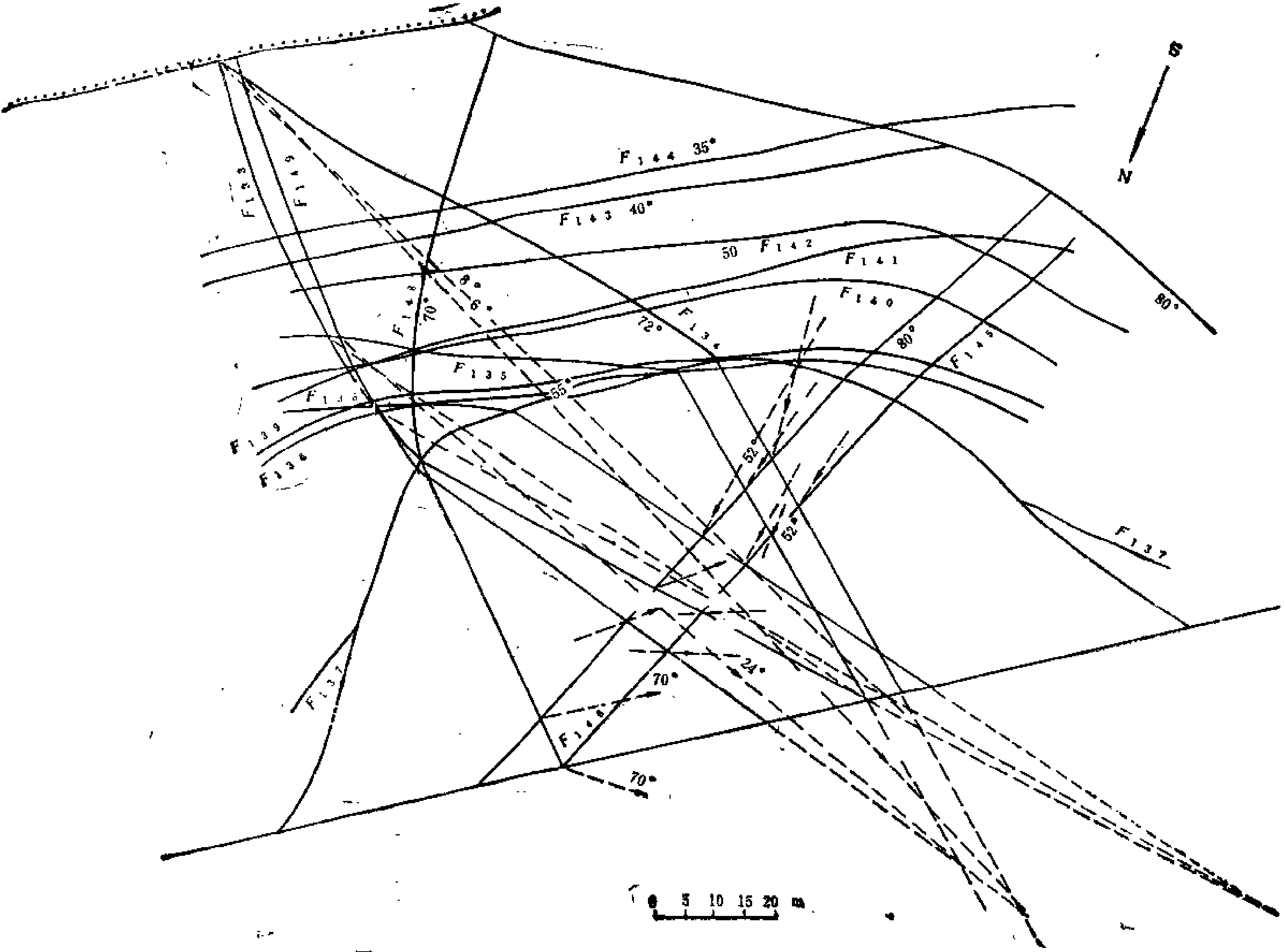


图 3.4.33 边坡及岩体结构实体比例投影图

切割边坡岩体结构面有层面，F^2_{133}，F^2_{143}，F^2_{145}，F^2_{146}，F^2_{148}，F^2_{149} 等二级结构面及 F^3_{134}—F^3_{142}，F^3_{144}，F^3_{147} 等三级结构面。这些结构面中，二级结构面属软弱结构面，软弱夹层厚仅 20—30cm，其强度与结构面起伏度关系很大。而层面及三级结构面连续性较差，多呈闭合状态。从表 3.4.1 资料可知，分布在边坡内三级结构面多属压性结构面，结构面起伏度较大，在 15—20m 范围内起伏差达 30—40cm，延展长度大多小于 20—30m。这些特点在分析边坡内结构面组合成的块体稳定性时，应仔细予以考虑。

(2) 结构分析　　结构分析的目的是找出危险块裂体，为力学分析寻找对象。具体做法如下：

1)将设计开挖的边坡及有关的岩体单独制成如图 3.4.33 所示的专门图件。

2) 将图 3.4.33 上所示的岩体结构面及边坡坡面投影于图 3.4.34 所示的赤平极射投影网上。

3) 在赤平投影网上作摩擦圆（图 3.4.34 上虚线所示)。利用边坡线上摩擦圆圈定范围筛选出可能存在的危险块裂体。应当注意，这样筛选得到的危险块裂体，在边坡线面上临空的组合交线并不一定构成临空的块裂体；另一方面，在坡面上不临空的组合交线，即插入坡脚内的组合交线块裂体也不一定不发生滑动。若插入坡脚内的部分抵抗力不够，仍可发生滑动。故只用摩擦圆圈定范围筛选危险块裂体还是不够的，还必须进一步利用实

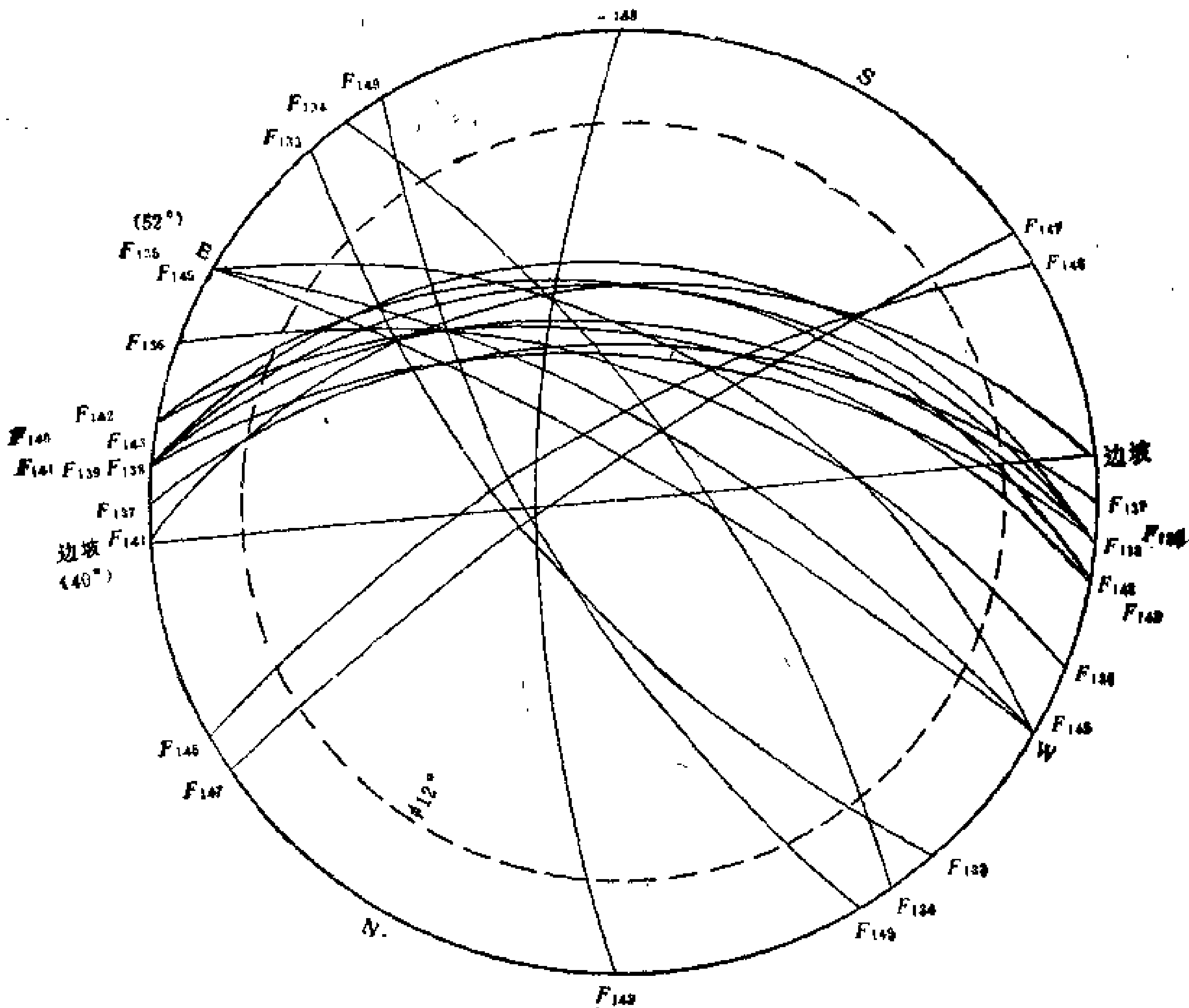


图 3.4.34　用赤平极射投影网作结构分析图解

体比例投影进行分析。

4）将图 3.4.34 筛选的组成危险块裂体结构面与边坡面组合交线平移于图 3.4.33 所示的边坡面上，作出可能形成危险块裂体和各结构面在边坡面实体比例投影及各结构面组合交线，用虚线在图上注明。

5）分析图 3.4.33 不难看出，在图 3.4.34 上摩擦圆与边坡面圈定的危险组合交线在图 3.4.33 所示的实体比例投影图上，并不都形成危险块裂体，而对边坡确定存在的有威胁的块裂体只有：

① 全部在边坡面临空的块裂体只有 F_{133}-F_{135} 边坡组成的一个；

② 块裂体底脚少部分插入边坡脚内，大部分是临空的。由于插入坡脚部分坡裂体较薄弱，也可能在上部推力作用下发生破坏引起块裂体滑动。这种情况有 F_{133}-F_{136} 边坡面及 F_{149}-F_{135} 边坡面，而 F_{133}-F_{136} 插入边坡脚内部分较大，阻力强度较高，危险性很小，故可不考虑。

根据上述分析，在边坡内存在的 12 条 II，III 级结构面只有 F_{133}，F_{135}，F_{149} 三条对边坡稳定性有威胁。在这三条结构面切割下形成的危险块裂体仅为两个块裂体，即 F_{133}-F_{135} 边坡面和 F_{149}-F_{135} 边坡面两个块裂体。

(3) 块裂体稳定性力学分析

1) F_{133}-F_{135} 边坡面块裂体稳定性力学分析

① 破坏机制分析

F_{133}，F_{135} 组合交线在边坡脚处临空，毫无疑问，其破坏机制为以 F_{133}，F_{135} 为滑床，F_{133}，F_{135} 组合交线为滑动方向的向下滑动。

② 确定块体几何尺寸

图 3.4.35 为 F_{133}-F_{135} 边坡面块体水平投影图。用图 3.4.35b 所示的赤平投影网求得块体各棱线倾角注于图 3.4.35a 上。各棱线水平投影长 l 用三角尺量得结果注于各棱线上。用下式计算得各棱线实际长 L 也注于各棱线上。

$$L = l/\cos\alpha$$

式中 α 为各棱线倾角。

③ 计算块体各面面积

用下式计算块体各面面积 Δ

$$\Delta = \sqrt{s(s-a)(s-b)(s-c)}$$

$$s = \frac{1}{2}(a+b+c)$$

a，b，c 为三角形各边边长，为此求得

i. $S_{abd} = \frac{1}{2}(79 + 45 + 94.5) = 109.25\text{m}$

$$\Delta_{abd} = \sqrt{109.25(109.25-79)(109.25-45)(109.25-94.5)} = 1{,}770\text{m}^2$$

ii. $S_{abc} = \frac{1}{2}(79 + 60 + 110.5) = 124.75\text{m}$

$$\Delta_{abc} = \sqrt{124.75(124.75-79)(124.75-60)(124.75-110.5)}$$
$$= \sqrt{5.26 \times 10^7} = 2{,}300\text{m}^2$$

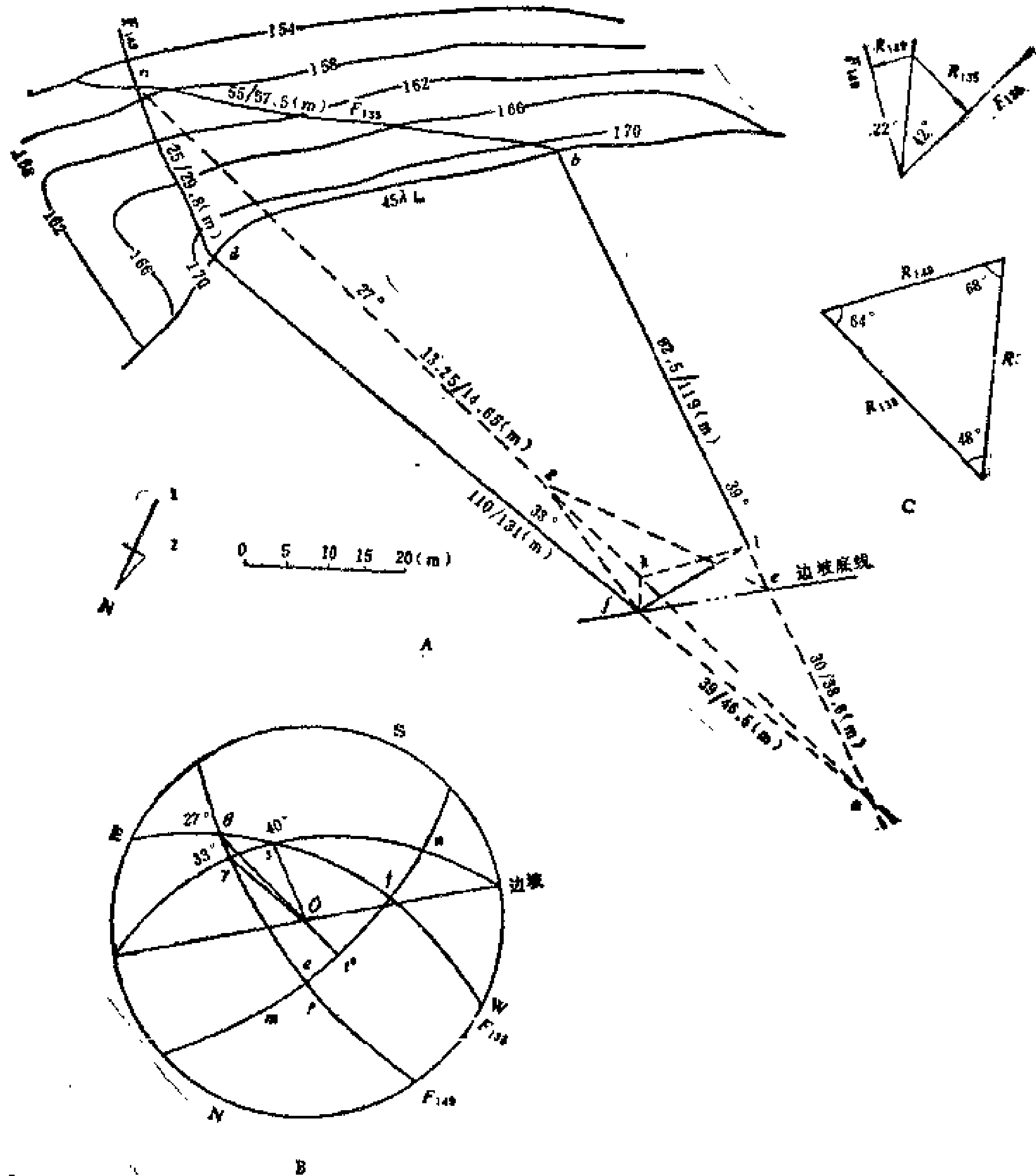


图 3.4.35　块体稳定性分析图

iii. $S_{acd}=\frac{1}{2}(110.5+94.5+29)=117\text{m}$

$$\Delta_{acd}=\sqrt{117(117-110.5)(117-94.5)(117-29)}=1,220\text{m}^2$$

④ 求四面体体积

四面体体积 $$V=\frac{1}{3}\Delta H$$

式中H为四面体高。取 Δ_{abd} 做底，则四面体高H为 c 点垂直于 Δ_{acd} 的距离，即

$$H=\overline{ac}\sin\delta$$

式中 δ 为 F_{133}-F_{135} 组合交线与边坡面 abd 夹角。它可以用图 3.4.35b 赤平极射投影网按下列步骤来求。

a. 作边坡面法线极点 P;

b. 过边坡面法线极点 P 及组合交线 $\overline{ac}$ 投影点 Q，作一个包含组合交线 $\overline{ac}$，垂直于边坡面的面 $s\text{-}s'$;

c. 划出 $s\text{-}s'$ 与边坡面交线 $\overline{O\gamma}$;

d. 量 γQ 角度即为 δ 角。为此求得 $\delta = 15°$。则:

$$H = 110.5 \sin 15° = 28.6\text{m}$$

从而，四面体 $abcd$ 体积为

$$V = \frac{1}{3} \times 1,770 \times 28.6 = 16,900\text{m}^3$$

⑤ 求四面体自重

$$W = \gamma V = 16,900 \times 2.6 = 44,000\text{t}$$

⑥ 求下滑力 s 及作用于结构面上的法向合力 R，即

$$s = W \sin 16° = 4,400 \times \sin 16° = 12,100\,\text{t}$$

$$R = W \cos 16° = 42,300\text{t}$$

⑦ 求作用于结构面 F_{133}，F_{135} 上的法向力 R_{133}，R_{135}

首先求法向合力与 F_{135}，F_{133} 夹角。过 F_{133} 极点 n 及 F_{135} 极点 m，作垂直于 F_{133}，F_{135} 的面 uv。在 uv 面上作 OQ 垂线 Ot。量取 et 弧度得 F_{133} 与合力 R 夹角 26°，量取 bt 弧度得 F_{135} 与合力夹角 39°。

利用上面求得的夹角，作力的三角形，示于图 3.4.35c。利用正弦定理求得

$$R_{133} = \frac{R}{\sin 65°} \times \sin 51° = \frac{42,300}{\sin 65°} \times \sin 51° = 36,200\text{t}$$

$$R_{135} = \frac{R}{\sin 65°} \times \sin 64° = 42,000\text{t}$$

⑧ 求四面体稳定性系数 K

$$K = \frac{R_{133}\,\text{tg}\,\phi_{133} + R_{135}\,\text{tg}\,\phi_{135} + C_{133}\Delta acd + C_{135}\Delta abc}{s}$$

利用试块试验结果与结构面地质研究相结合，求得 $\phi_{133} = 11.5°$，$C_{133} = 0.014\text{MPa}$，$\phi_{135} = 11.5°$，$C_{134} = 0.04\text{MPa}$，代入式得

$$K = 2.21$$

计算结果表明，在自重作用下是稳定的。

2) F_{149}-F_{135} 边坡面块体稳定性

① 破坏机制分析

此块体脚部在边坡面上未临空(图 3.4.36)，块体上部如发生破坏，则坡脚将给予一定支撑。如支撑足以抵抗上部传下来的作用力，则块体仍然是稳定的。如支撑不足以抵抗上部传下来的作用力，则块体将下滑，乃至边坡破坏。

在坡脚处块体的破坏有如图 3.4.36 所示的四种可能方式: a) 压破坏; b) 沿坡底面方向剪断; c) 沿缓倾角节理面滑动; d) 沿反倾向节理面滑出。其中 a，b 两种由于施工爆破引起岩体破坏，强度大大降低，这种方式引起破坏的可能性是存在的。

根据上述分析，对这个块体应按如下程序进行稳定性力学分析，即

³先假定块体脚部在边坡上临空，核算其稳定性；然后在块体脚部边坡上未临空的实际条件下，核算其稳定性。

② 假定块体脚部在边坡上临空，核算块体稳定性

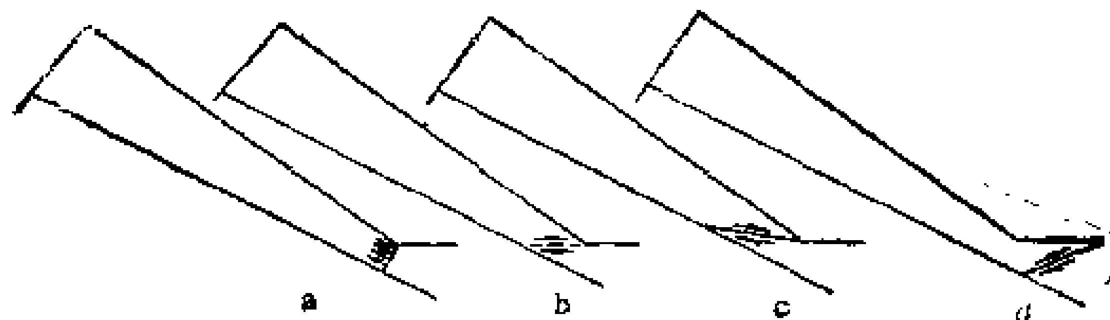


图 3.4.36 组合交线未临定的块裂体边坡可能破坏方式

a. 压破坏； b. 剪断； c. 沿缓倾角节理面滑出

i. 确定块体几何尺寸

图 3.4.10 为 F_{149}-F_{135} 结构面切割成块体的水平投影，各棱线水平投影尺寸及倾角注于图 3.4.10a 上。利用式 (3.4.1) 求得各棱线实际长度也注在图 3.4.10a 上。

ii. 计算块体各面面积

用公式 (3.4.2) 求得四面体各面面积为

$$\Delta abd = 2,660\text{m}^2$$

$$\Delta abc = 3,290\text{m}^2$$

$$\Delta acd = 1,760\text{m}^2$$

iii. 求四面体体积

取边坡面作为四面体底，用图 3.4.10b 所示的投影网求得 F_{149}-F_{135} 组合交线与边坡面夹角为 7°，组合交线 ac 的 c 点至边坡面垂直距离，即块体高度为

$$H = 146.5\sin 7° = 17.8\text{m}$$

因而四面体体积为

$$V = \frac{1}{3} \times 2,660 \times 17.8 = 15,800\text{m}^3$$

iv. 四面体自重

$$W = 15,800 \times 2.6 = 40,800\text{t}$$

v. 求下滑力及作用于 F_{149}-F_{135} 上法向合力

$$s = W\sin 27° = 18,500\text{t}$$

$$R = W\cos 27° = 36,300\text{t}$$

vi. 求作用于 F_{149} 及 F_{135} 上的法向分力

利用图 3.4.10b 所示的投影网求得 F_{149} 与法向合力 R 夹角 $\overset{\frown}{ct} = 22°$，$F_{135}$ 与法向合力 R 夹角 $\overset{\frown}{bt} = 42°$。

作图 3.4.10c 所示的力的三角形

求 R_{149}，R_{135} 得

$$R = \frac{36,300}{\sin 64°} \times \sin 48° = 30,000\text{t}$$

$$R_{135} = \frac{36,300}{\sin 64°} \times \sin 68° = 37,400\text{t}$$

vii. 求稳定性系数K

利用试块试验结果与结构面地质研究相结合分析求得 $\phi_{135}=11.5°$, $C_{135}=0.04\text{MPa}$, $\phi_{149}=11.5°$, $C_{149}=0.014\ \text{MPa}$, 因此

$$K=\frac{(30,000+37,400)\,\text{tg}\,11.5°+1.4\times1,760+4\times3,290}{18,500}=1.6$$

③ 考虑块体在脚坡处未临空而增加的抗压抵抗力,分析其稳定性

取受力面垂直于组合交线 $\overline{ac}$,过坡脚点 f 由图3.4.10B上的 Oc 平移至 a 图上,作 F_{149} 与垂直由组合交线 ac 垂直面的组合交线投影 fh, 过 h 点由图3.4.10B 上的 Ob 平移至 a 图上,作 F_{135} 与垂直于组合交线 ac 的垂直面的组合交线投影 hj, 为此求得承压小块体 $abhj$。

小块体 $afhj$ 的几何尺寸为

$af=46.5\text{m}$

$aj=44.6\text{m}$

$fj=16/\cos 19°=16.9\text{m}$

$fh=4/\cos 55°=7\text{m}$

$ah=42/\cos 27°=47.2\text{m}$

以边坡面为底的块体高

$$H=47.2\sin 7°=5.75\text{m}$$

小块体 $afhj$ 各面面积

$$\Delta afj=389\text{m}^2$$
$$\Delta afh=99\text{m}^2$$
$$\Delta ahj=420\text{m}^2$$
$$\Delta fhj=58\text{m}^2$$

小块体 $afhj$ 体积

$$V=\frac{1}{3}\times367\times5.75=705\text{m}^3$$

小块体 $afhj$ 重量

$$W_{小}=2.6\times705=1,830\text{t}$$

大块体 $fhjbcd$ 重量

$$W_{大}=40,800-1,830=38,970\text{t}$$

下滑力

$$s=38,970\sin 27°=17,650t$$

法向合力

$$R=38,970\cos 27°=34,700\text{t}$$

作用于结构面 F_{149} 上的法向力

$$R_{149}=\frac{34,700}{\sin 64°}\sin 48°=28,700\,\text{t}$$

作用于 F_{135} 上的法向力

$$R_{135}=\frac{34,700}{\sin 64°}\sin 68°=35,700\text{t}$$

抗滑力T

$$T = (35,700 + 28,700)\text{tg}\,11.5° + 16$$

稳定性系数

$$K = \frac{T}{s} = \frac{47,290}{17,650} = 2.68$$

④ 考虑块体在坡脚处未临空，从坡脚剪断方式破坏时，核算其稳定性

取剪断面平行于坡底，即平面方向。过块体与坡底交线 eb，作 F_{149}，F_{135} 的走向线 fg 及 eg 得剪断面 efg 滑动块体为 $efgcdb$ 五面体。在前面我们已经计算了四面体 $abcd$，五面体力学要素可以通过大四面体 $abcd$ 减去小四面体 $aegf$ 求得

小四面体几何参数

边长：

$$af = 46.5\text{m} \quad ae = 38.6\text{m} \quad ef = 17\text{m}$$

$$eg = 31\text{m} \quad fg = 20\text{m} \quad ag = 65\text{m}$$

各面面积

$$\Delta aef = 310\text{m}^2 \quad \Delta afg = 214\text{m}^2$$

$$\Delta aeg = 398\text{m}^2 \quad \Delta ehg = 155\text{m}^2$$

以边坡面为底时，四面体高度

$$H = 65\sin 70° = 7.9\text{m}$$

小四面体体积

$$V_{小} = \frac{1}{3} \times 310 \times 7.9 = 815m^3$$

小四面体重量

$$W_{小} = 815 \times 2.7 = 2,200\text{t}$$

滑动块体 $efgcdb$ 重

$$W = 40,800 - 2,200 = 38,600\text{t}$$

下滑力

$$s = 38,600\sin 27° = 17,600\text{t}$$

法向合力

$$R = 38,600\cos 27° = 34,500\text{t}$$

作用于结构面 F_{149} 上的法向力

作用于结构面 F_{135} 的法向力

$$R_{149} = \frac{34,500}{\sin 64°}\sin 48° = 28,500\text{t}$$

$$R_{135} = \frac{34,500}{\sin 64°}\sin 68° = 35,600\text{t}$$

抗滑力 T

$$T = (28,500 + 35,600)\text{tg}\,11.5° + 1,550 \times 1.4 + 2,890 \times 4$$
$$+ 155 \times 16.7 = 29,030\text{t}$$

稳定性系数 K

$$K = \frac{T}{s} = \frac{29,030}{17,600} = 1.65$$

计算结果表明，F_{14}、F_{15} 切割形成的块裂体，不论在边坡未临空部分发挥抵抗作用或不发挥抵抗作用都是稳定的，故此块裂体是稳定的。

经过上面比较全面的分析，我们可知仅考虑自重作用时，边坡是稳定的。

五、板裂介质岩体力学

（一）概　说

著者根据实践经验及近年来的研究，于 1984 年 3 月在成都召开的第二届全国工程地质大会上明确地提出板裂结构（slab-rent structure）的概念，并初步论述了这种结构岩体所具有的力学模型（孙广忠、张文彬，1985）。随此，又提出了板裂介质岩体力学的观点。这是一个十分重要的问题。过去岩体力学研究成效不大的一个十分重要的原因，在于岩体力学理论与岩体地质实际不符。关于这一观点著者于 1979 年在苏州召开的第一届全国工程地质大会上已经明确地指出过(孙广忠，1983b)；同时，著者提出了岩体按其力学作用规律的差异可划分为三种力学介质，岩体力学系由三种介质力学组成的力学体系(孙广忠，1983 b)。并以这一观点为指导写成《岩体力学基础》一书。今天看来，把岩体划分成三种力学介质是不全面的，还应补充上“板裂介质”这一部分，将岩体划分为四种力学介质，把岩体力学概括成由连续、碎裂、块裂及板裂四种介质力学组成的力学体系是比较全面的。故在本书中专门开辟一章来阐述“板裂介质岩体力学”。

在一个新的概念或观点建立后，如果它是正确的话，可以使我们的认识在它有影响的领域内的问题上产生一个重要的飞跃。岩体力学的发展也是这样。著者在绪论中曾指出过，岩体力学研究有两个重要飞跃：① 由把岩体看成是“天衣无缝”的材料到承认岩体是多裂隙的客体；② 由承认岩体是多裂隙的客体到认识岩体是有结构的，且承认岩体结构控制着岩体力学性能。这是一个重要变化。著者认为，板裂介质岩体力学的建立定将对岩体力学的发展产生重要的影响。“板裂介质”是一个新的概念，为了把这个概念说清楚，在这里不得不多说几句话。

在讨论破坏时，习惯上，一般指材料破坏。其破坏机制主要为张破裂和剪破坏。在岩体力学研究中，岩块沿结构面滑动，剪切带内岩块滚动，已经被认识到是常见的岩体破坏机制。愈来愈多的实例表明，还有几种破坏型式也是屡见不鲜的，如“层状”岩体中倾倒变形、溃屈破坏和地下洞室顶板发生弯折破坏等。这几种破坏型式逐渐地在引起人们的重视。现在看来，这种破坏型式是大量存在的。过去只不过对它的存在不认识，而作了错误的解释，如在“层状”岩体地下洞室产生的溃屈破坏(图 3.5.1) 被解释为剪切破坏，理论与实践脱节，使研究结果作出了错误的结论[1]。下面举几个例子供读者参考。

(1) 谷德振、许兵等[2]在云、贵、川地区进行南水北调选线阶段工程地质调查后曾指出，西南山区的自然边坡岩体大量地存在“点头”、“哈腰”、“重力褶皱”变形、破坏现象。他们指的“点头”现象实际上就是倾倒变形(图 3.5.2)；“哈腰”和“重力褶皱”现象，实际上就

1）倪国荣，1985，地下工程情报网资料。
2）口头对著者讲，1959。

是未达到溃屈破坏之前的岩层弯曲变形阶段现象(图 3.5.3)。

(2) 金川露天矿一直是在 I 区边坡处于危急状态下进行开采的。经许兵、李毓瑞、张汝源等 (1985) 长期研究查明,该处滑坡属于上部块裂结构岩体沿 f_1 与 f_{13} 断裂面下滑,下部中厚层板裂大理岩产生倾倒变形的联合作用结果(图 3.4.1)。该处边坡岩体倾倒变形部分水平位移最大达 17 m,垂直位移最大达 7m。应当注意,该"滑坡体"除发生局部小规

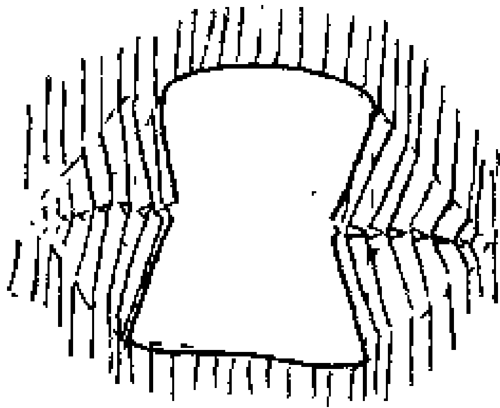


图 3.5.1 层状板裂结构岩体中洞壁岩体溃屈破坏

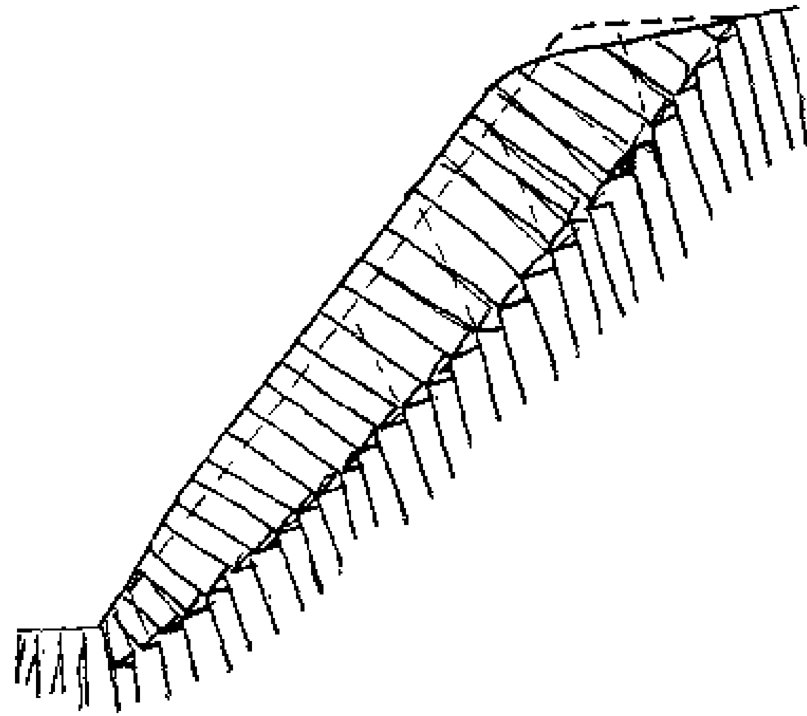


图 3.5.2 板裂结构岩体倾倒变形

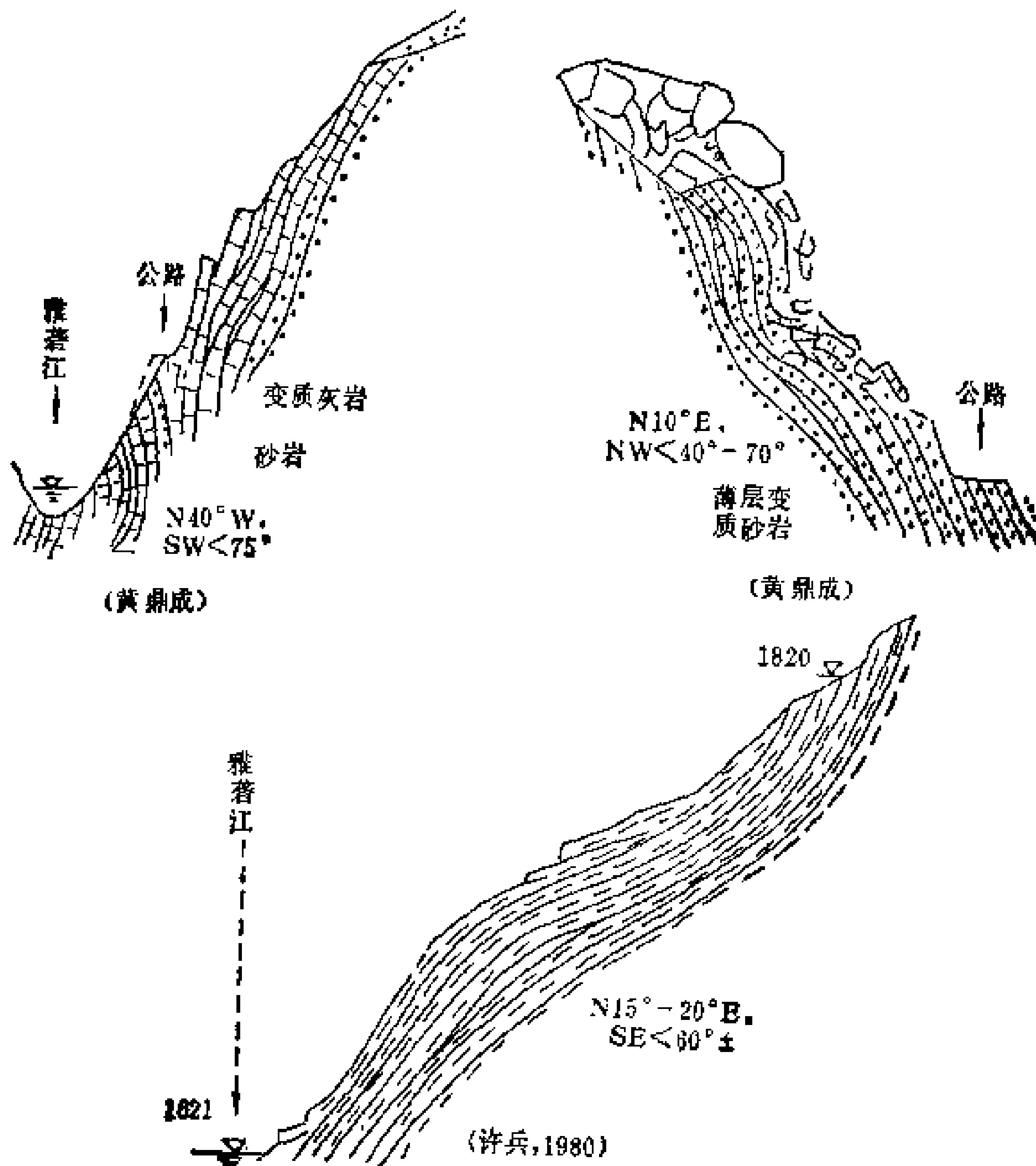


图 3.5.3 板裂结构岩体溃屈破坏

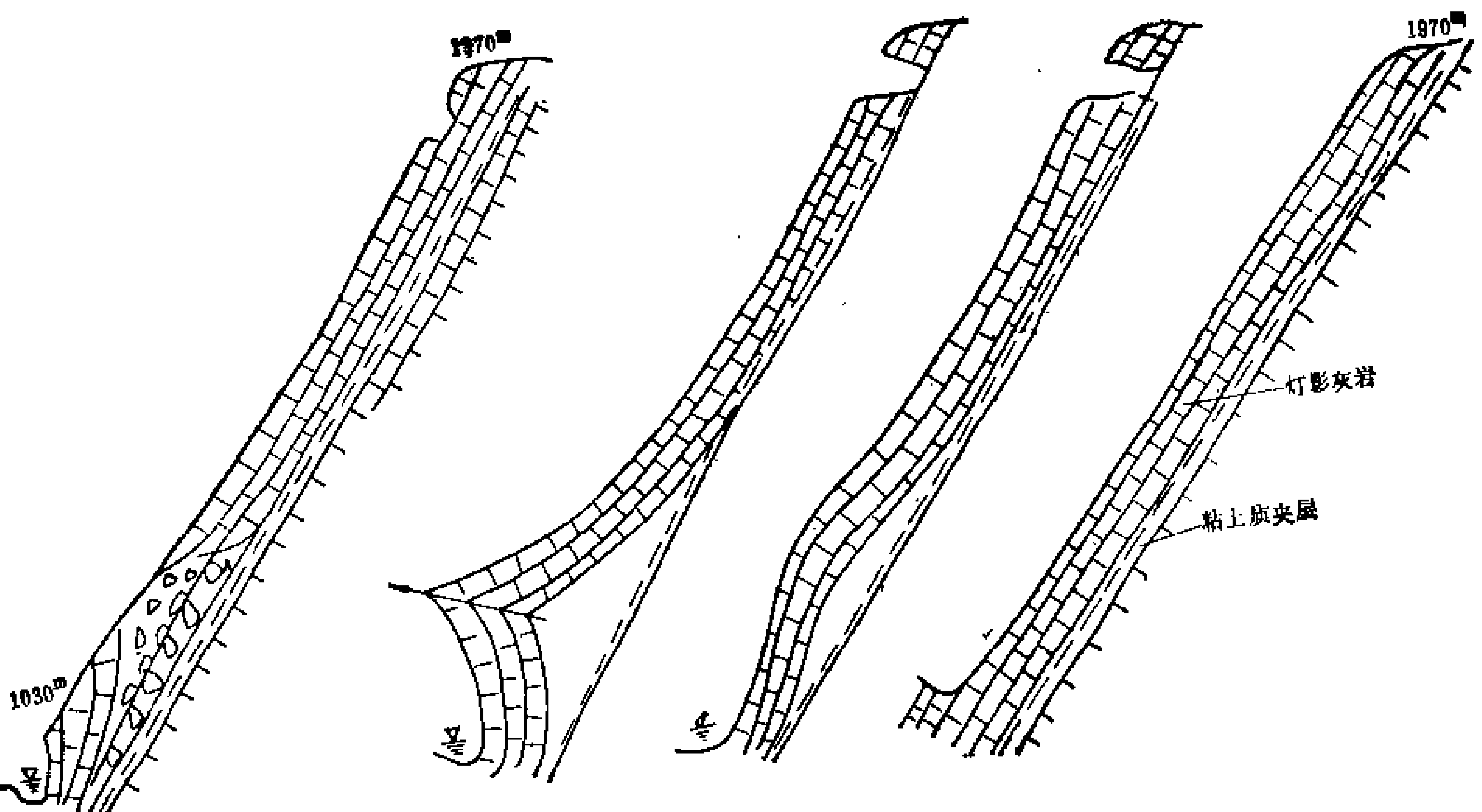


图 3.5.4 霸王山边坡溃屈破坏复原图

横破坏外，至今也未酿成灾害性大滑坡。这种变形在国内不少地区的岩体边坡内都有所见(如黄河小浪底)。

(3) 雅砻江二滩坝址上游约 5km 处霸王山属于中厚层灰岩夹有粘土岩夹层的板裂岩体顺层边坡，该山坡高九百余米。现在的霸王山山坡系一古滑坡体。张倬元和著者一致认为属于溃屈破坏(图 3.4.4)。

(4) H. K. Kutte (1974) 曾介绍过英国矿山边坡中发生溃屈破坏的实例。并对溃屈破坏机理及判据进行过论述。

(5) O. Jacobi 在《实用地层控制》一书中曾仔细地介绍过矿山巷道破坏形式，其中一

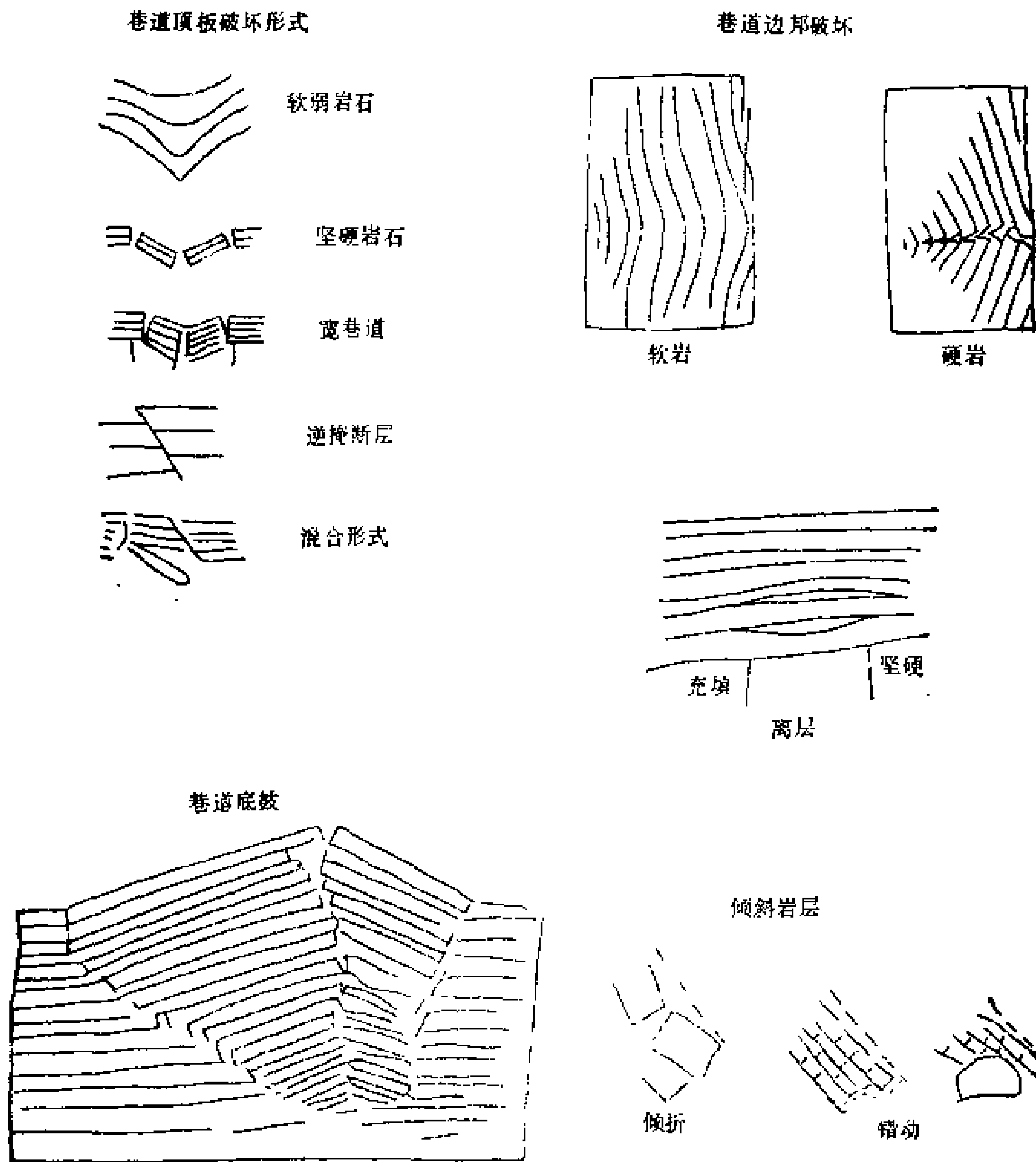


图 3.5.5 矿山巷道破坏机制

些例子是属于溃屈破坏(图 3.4.5)。

实例很多，不一一列举。对报道过的这类岩体破坏地质背景分析，几乎所有的研究者都认为，溃屈破坏和倾倒变形系在软硬相间层状岩体中发生的，这种层状岩体的特点是层间错动极发育，它将坚硬岩层分割成板状或碎裂板状结构，著者将这种岩体结构命名为板裂结构。溃屈破坏和倾倒变形是板裂结构岩体所特有的两种破坏形式，是结构失稳的表

现。在自然和人工岩体工程中这种机制引起的破坏并不乏见。地下工程围岩稳定性研究中有一种梁板理论长期存在着争论。这一理论对板裂结构岩体是适用的，但对非板裂结构岩体就不适用了。板裂结构岩体的提出，给梁板理论在岩体工程中的应用提供了正确的地质模型。反过来，也给板裂结构岩体力学研究指出了明确的方向。

（二）板裂结构岩体存在的地质背景

著者在第一部分曾指出过，在结构面研究中，有一条重要的地质规律对岩体力学工作者来说，必须引起充分重视，这就是层间错动是普遍存在的。

关于层间错动的形成机制，构造地质学家早有论述。如图 3.5.6 所示，在层状岩体褶皱过程中层面间必定会产生相对滑动，褶皱作用愈强，层间错动愈强烈。

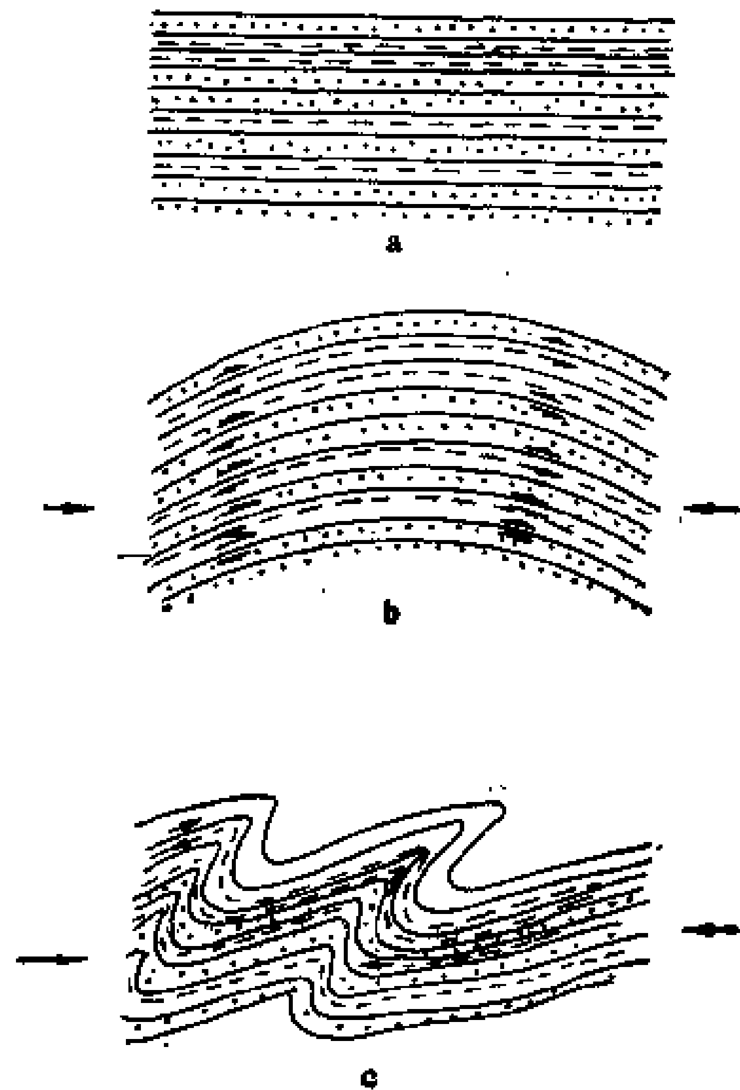


图 3.5.6　层间错动形成机制

a. 原始产状；　b. 轻微构造作用；
c. 剧烈构造作用

层间错动多数发育在岩层的层面内，岩层单层厚度较大时，也可在滑动剪切力作用下，将岩层劈成若干薄层，为褶皱作用提供条件。如果岩体中夹有粘土岩一类的软弱夹层，在层间滑动剪切作用下粘土岩夹层内可以形成劈理。在震荡反复剪切作用下劈理带被揉错成糜棱岩粉，在后期水热作用下糜棱岩粉泥化，形成泥化夹层(图 3.5.7)。著者在第一部分介绍的王先锋、郑达辉、刘万提供的广西大藤峡坝区泥化夹层地质素描资料和徐瑞春提供的长江葛洲坝坝址红层中构造形迹资料可以作为佐证。这种软弱夹层将坚硬岩体分割成接近分离的板状。岩体中软弱夹层愈发育，坚硬岩体被分割得愈薄，板裂愈发育。在环境地应力改变时，这种岩体便以板裂层(体)弯曲变形、溃屈、弯折破坏形式进行变形和破坏。

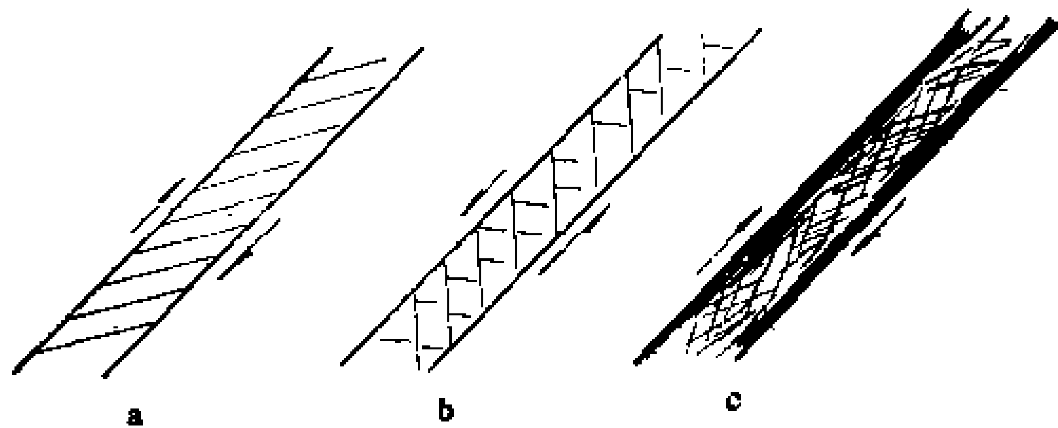


图 3.5.7　泥化夹层形成机制

a. 一次错动；　b. 反向错动；　c. 反复错动及水热作用泥化

在层间错动带分割下的板裂层(体)有的比较完整，有的比较破碎。按结构面切割程度，板裂结构又可分为完整和碎裂板裂结构两种亚类。

(三) 板裂介质岩体地质特征

上面讨论了板裂结构岩体存在的地质背景，它表明在自然界板裂结构岩体是大量存在的。在力学作用上，它遵守着梁板结构的变形和破坏规律。具有这种力学作用岩体著者称谓板裂介质岩体。应当指出，具有板裂介质力学作用岩体并不一定必须都是自然的板裂结构岩体。著者在前面曾谈到过岩体力学介质转化问题，即在一定地应力条件下，其它结构的岩体也可转化为板裂介质岩体而具板裂结构岩体力学作用规律。据此，著者认为下列四种地质体都可构成板裂介质岩体。

① 被层间错动切割成的板裂结构岩体，当其骨架层岩层长度与厚度之比大于15—18时，具有板裂介质岩体力学机能;

② 岩浆岩及深变质岩在构造作用下沿一组节理面发育成错动面，将岩体切割成似板裂结构者;

③ 碎裂结构岩体在人工或天然地应力场作用下使其一组结构面开裂、一组结构面闭合而形成为似板裂结构者;

④ 完整结构岩体由人工开挖或劈裂成板状结构体而构成似板裂结构岩体。

上列四种地质体在力学作用上都具有板裂介质特征。

(四) 板裂介质岩体力学模型

岩体力学模型是以地质模型及岩体力学作用机制为依据概括抽象出来的。已有的岩

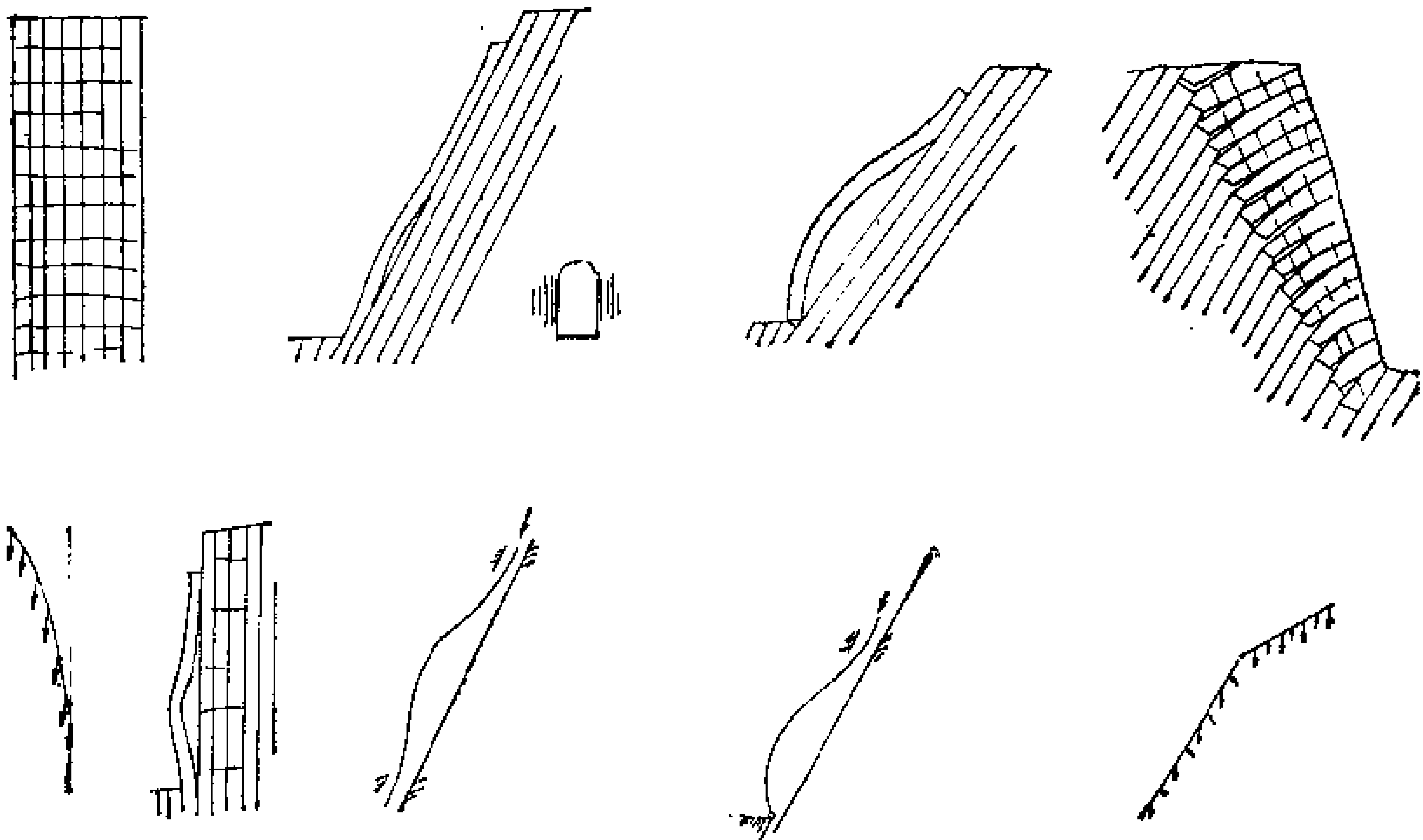


图 3.5.8　板裂介质岩体边坡力学模型

体力学作用研究中经常出现矛盾和具争论的问题。如前面提到的梁板理论在地下工程中应用的正确性问题，И. A. 屠尔昌宁诺夫等（1981）在《矿山岩石力学基础》一书中，以梁的理论作为近似分析方法，解决"存在发育明显层理、呈现明显块状等"的岩体力学作用等。所以存在"争论"和"近似"，原因在于岩体内是否确有梁板理论用武之地不明确。实际上，板裂结构岩体就是这一理论的"对号"地质模型。如由板裂结构或似板裂结构岩体组成的边坡，如图 3.5.8 所示，它可以转化为至少四种力学模型，即弯折-倾倒、弯曲-溃屈，直立边坡弯折及溃屈等。又如图 3.5.9 所示，在板裂或似板裂结构岩体中地下洞室变形和

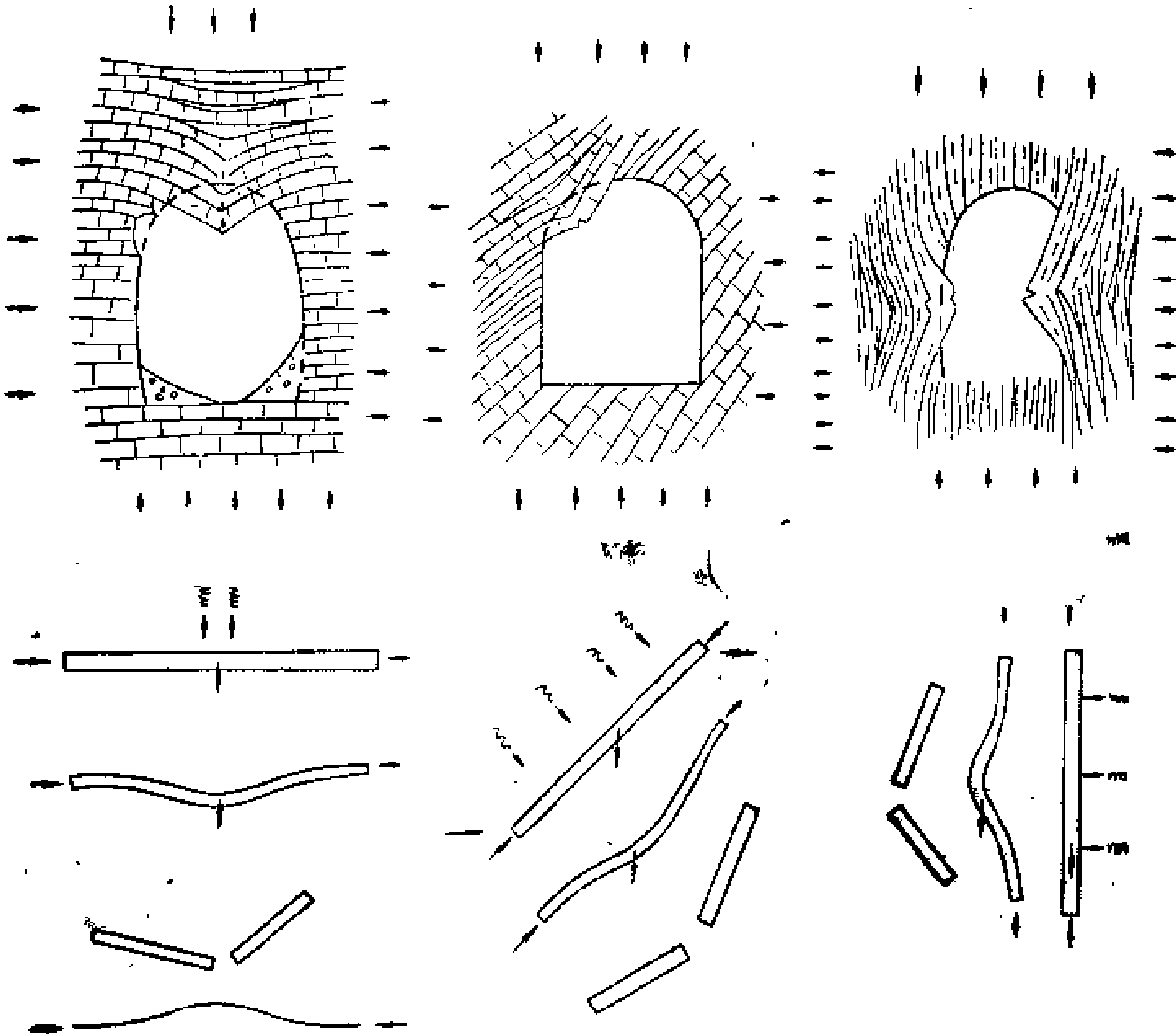


图 3.5.9　板裂介质岩体地下洞室力学模型

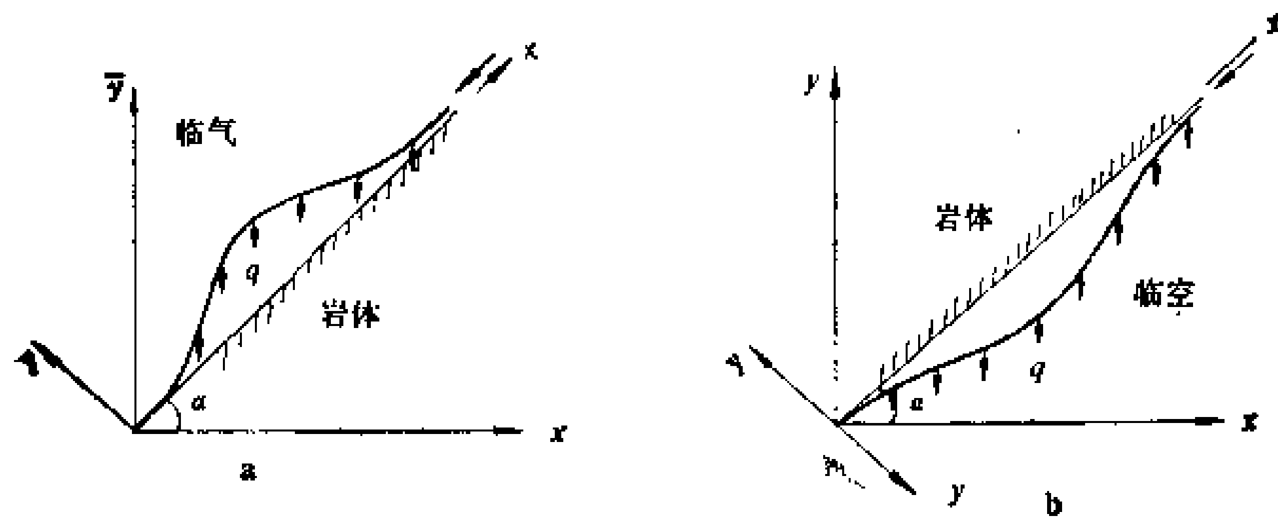


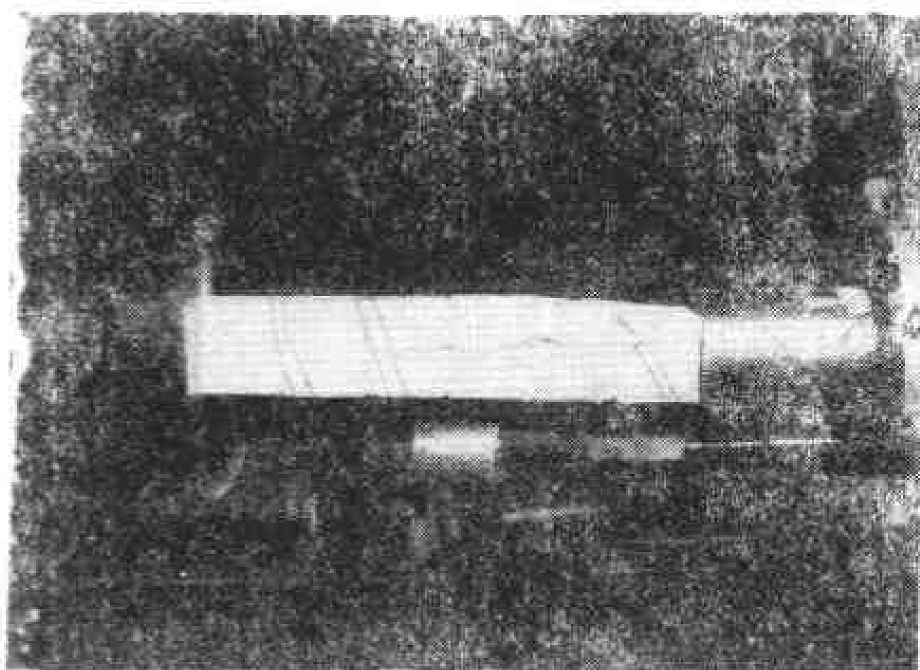
图 3.5.10　板裂岩体力学模型

a. 板的结构稳定性控制；　b. 梁板弯折强度控制

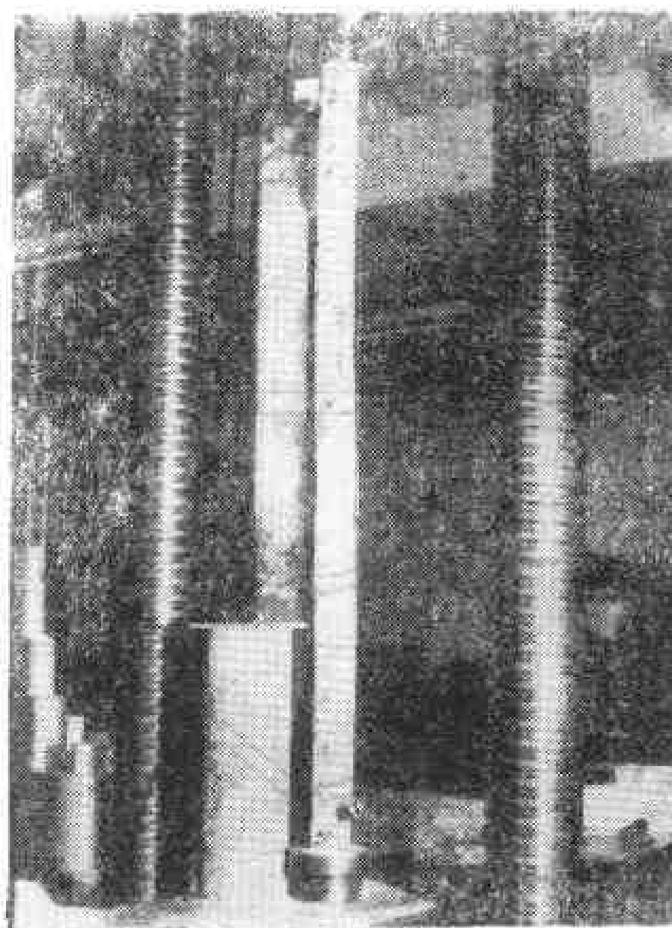
破坏也可抽象为四种力学模型，即 ① 顶板弯折模型；② 底板鼓起模型；③ 斜顶弯折模型及④边墙弯曲-溃屈模型。上面仅为几例。这种地质力学模型可以称为“板裂岩体力学模型”。这一力学模型可以图 3.5.10 所示的两组模型表示。模型 a 的力学作用主要是轴向力控制下产生弯曲变形，继而导致溃屈破坏-结构失稳。这一模型的力学作用应该用板柱稳定性理论来分析。模型 b 系在自重和轴向力联合作用下，以梁板弯曲型式出现，以梁板材料弯折强度控制其破坏。如果岩层被节理切割成小块体，不存在抗拉强度，将以结构体滚动条件控制其破坏。这种破坏机制对模型 a 同样存在。

（五）模型试验的启示

板裂介质岩体力学问题目前还很少研究。为了认识这种岩体的变形破坏机制，孙广忠、郭志、周瑞光[1]组织了一批模型实验。考虑到岩体结构特征，实验是用 $5\times5\times5\mathrm{cm}^3$ 石膏块堆砌成的立柱，其中一部分用乳胶进行了胶结（照片 3.5.7，3.5.8）。在 500t 压机框架上加载，研究其变形和破坏机制。照片 No. 3.5.1—3.5.8 是一部分有代表性的变形破坏



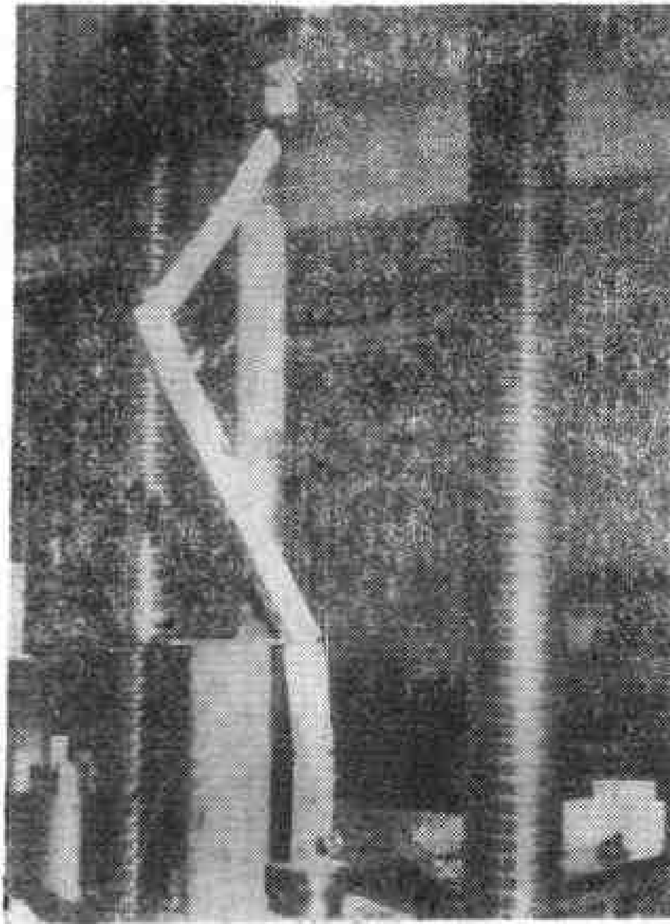
照片 3.5.1　组合岩柱轴向压破坏机制（1×6 块）



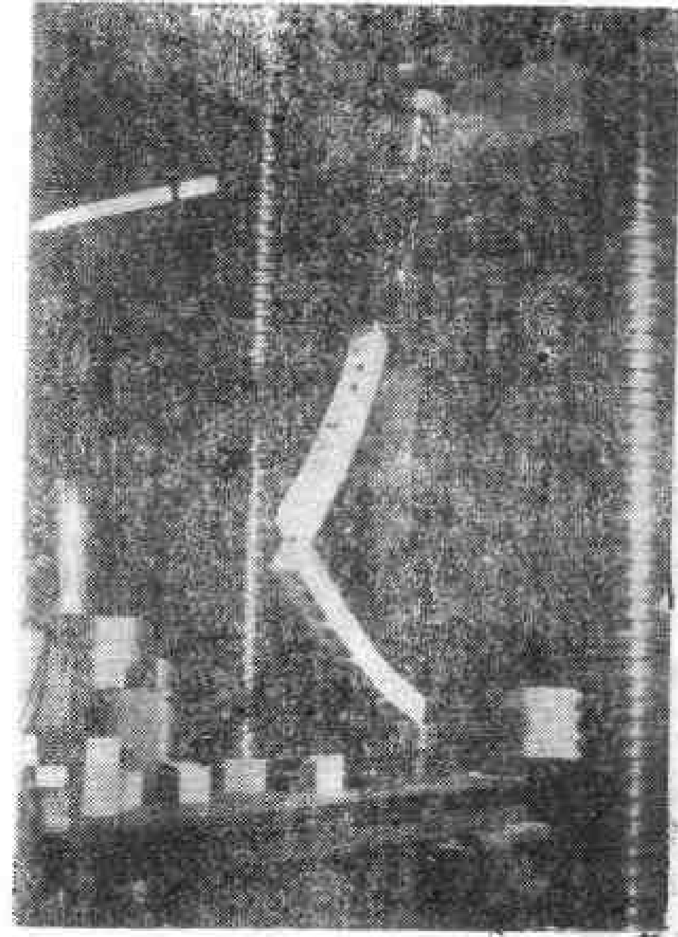
照片 3.5.2　组合岩柱轴向压破坏机制试验原型（1×30 块）

机制的试件照片。照片 3.5.1 表明，当柱长或者组成柱的结构体数少于一定数或者说细长比小于一定值时，柱的破坏属材料破坏，主要为张破裂，即平行于最大压应力方向破裂。我们的试验结果表明，当细长比大于 18 时，由小方石膏块组成的柱的破坏方式不属材料破坏，而是属于结构失稳，即组成柱的石膏块不破坏，而柱的破坏方式为溃屈。照片 3.5.3—3.5.5 是这种破坏方式的写照。照片 3.5.2 为未受力前的由 $5\times5\times5\mathrm{cm}^3$ 石膏块组合成的岩柱，它是由 30 个石膏块堆成的，未粘结。在轴向压力作用下为照片 3.5.3 所示的那样溃屈破坏。照片 3.5.4 及 3.5.5 分别为由 20，25 块石膏块组成的岩柱，都是溃屈方式破坏。

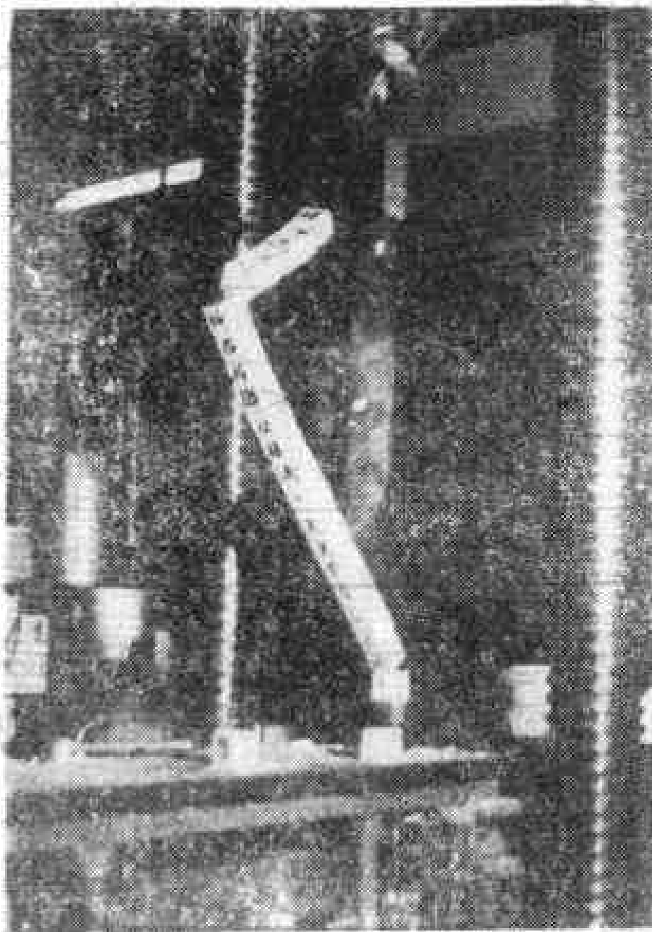
1) 孙广忠、郭志、周瑞光，1980，未发表的资料。



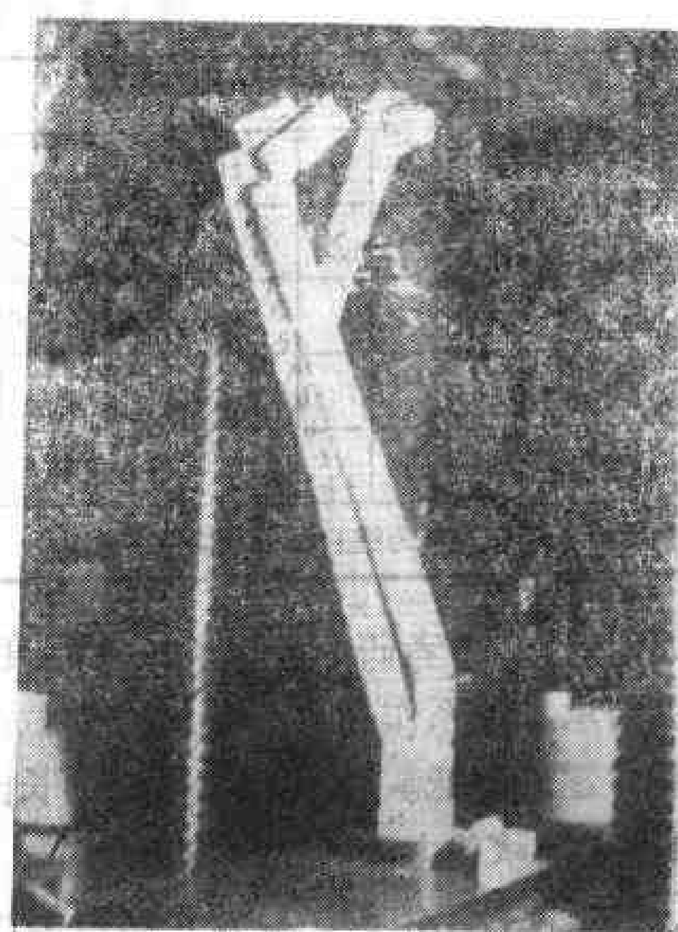
照片 3.5.3　组合岩柱轴向压破坏机制（1×30 块）



照片 3.5.4　组合岩柱轴向压破坏机制（1×40 块）

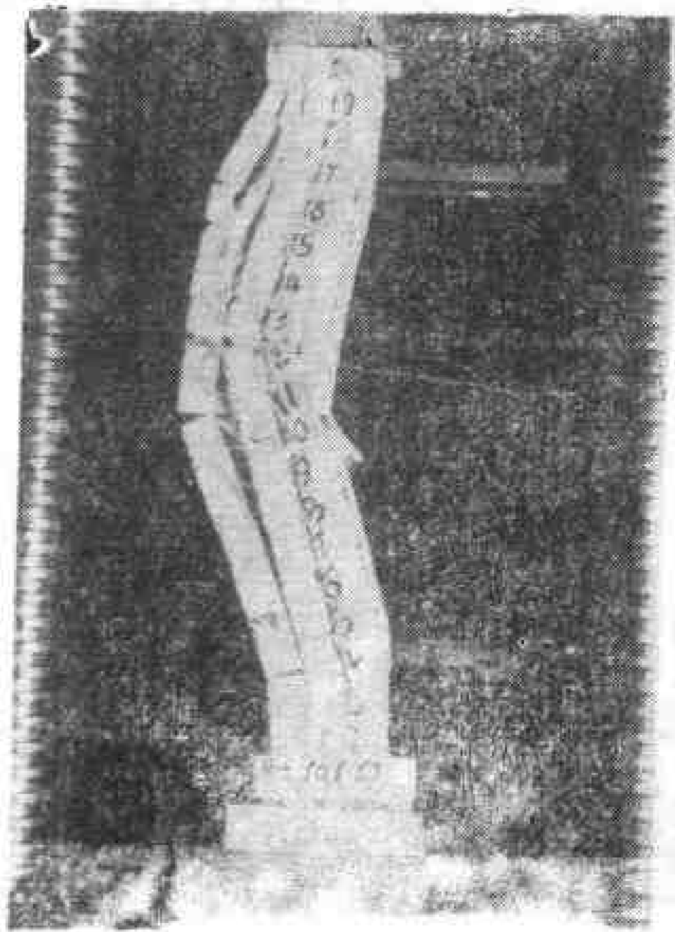


照片 3.5.5　组合岩柱轴向压破坏机制（1×25 块）



照片 3.5.6　组合岩柱轴向压破坏机制（4×25 块）

为了研究截面效应，著者又选柱的截面为 2 × 2，3 × 3，5 × 5 的柱分别进行了试验。照片 3.5.6—3.5.8 是这组试验的一部分照片。为了观察破坏过程，著者将一部分模型用乳胶做了粘结。试验结果表明，截面对破坏方式有一定的影响，但影响不大。全部试验结果示于表 3.5.1 及图 3.5.11。根据表 3.5.1 资料我们可以得到如下两点结论：① 当柱的细长比大于 18 时，柱的破坏以结构失稳的溃屈破坏方式出现；② 随截面内结构体数增加溃屈条件有所变化，这种变化实际上是围限效应，即刚度增加。



照片 3.5.7　组合岩柱轴向压破坏机制（3×3×20 块胶结）



照片 3.5.8　组合岩柱轴向压破坏机制（4×4×20 块胶结）

表 3.5.1　石膏模型试验结果

截面内	柱			长			或			结		构	体	层	数
结构体数	1	2	3	4	5	6	8	10	15	18	20	25	30	35	40
1	×	×	×	×	×	×<	×<	×<	×<	<	<	<	<		
4							×<	×<	×<		×<	<	<	<	
9											×<		<		<
25												×<	×<	<	<
备注	×为结构体压碎；<为柱溃屈														

另一方面，著者研究了柱的抗压强度或承载能力问题。试验结果如图 3.5.11 所示。图中所示的承载力系作用于单个结构体截面上的作用力。显然随着柱的细长比增大，柱的承载能力逐渐降低。尽管随着柱的细长比增大，柱的破坏机制发生了变化，但这种变化是渐变的，且在承载力上也是呈渐变的。

此外，著者还组织了板裂介质岩体边坡、地基、地下洞室岩体破坏机制模拟实验。图 3.5.13 为板裂介质岩体边坡破坏机制。图 3.5.13 资料表明，板裂介质岩体边坡破坏机制随着边坡倾角降低，而出现溃屈破坏条件愈弱。如直立边坡当边坡坡高大于岩层厚度 18 倍时便出现溃屈破坏。反之，当边坡高小于岩层厚度 15 倍时，边坡稳定性主要决定于岩石材料强度。当边坡倾角为 30° 时，出现溃屈破坏的细长比为 100，即当边坡坡高大于 50 倍岩层厚度时将以溃屈方式出现破坏，而当边坡高度小于 50 倍岩层厚度时边坡破坏与否主要决定于岩体材料强度。这一试验表明，高边坡与低边坡破坏机制是不同的。在边坡稳定性研究中，以一种破坏机制的观点对待所有边坡是不合适的，也可以说是错误的。

为了认识在板裂介质岩体中修建地下工程的力学作用机制，著者组织了在平卧层状

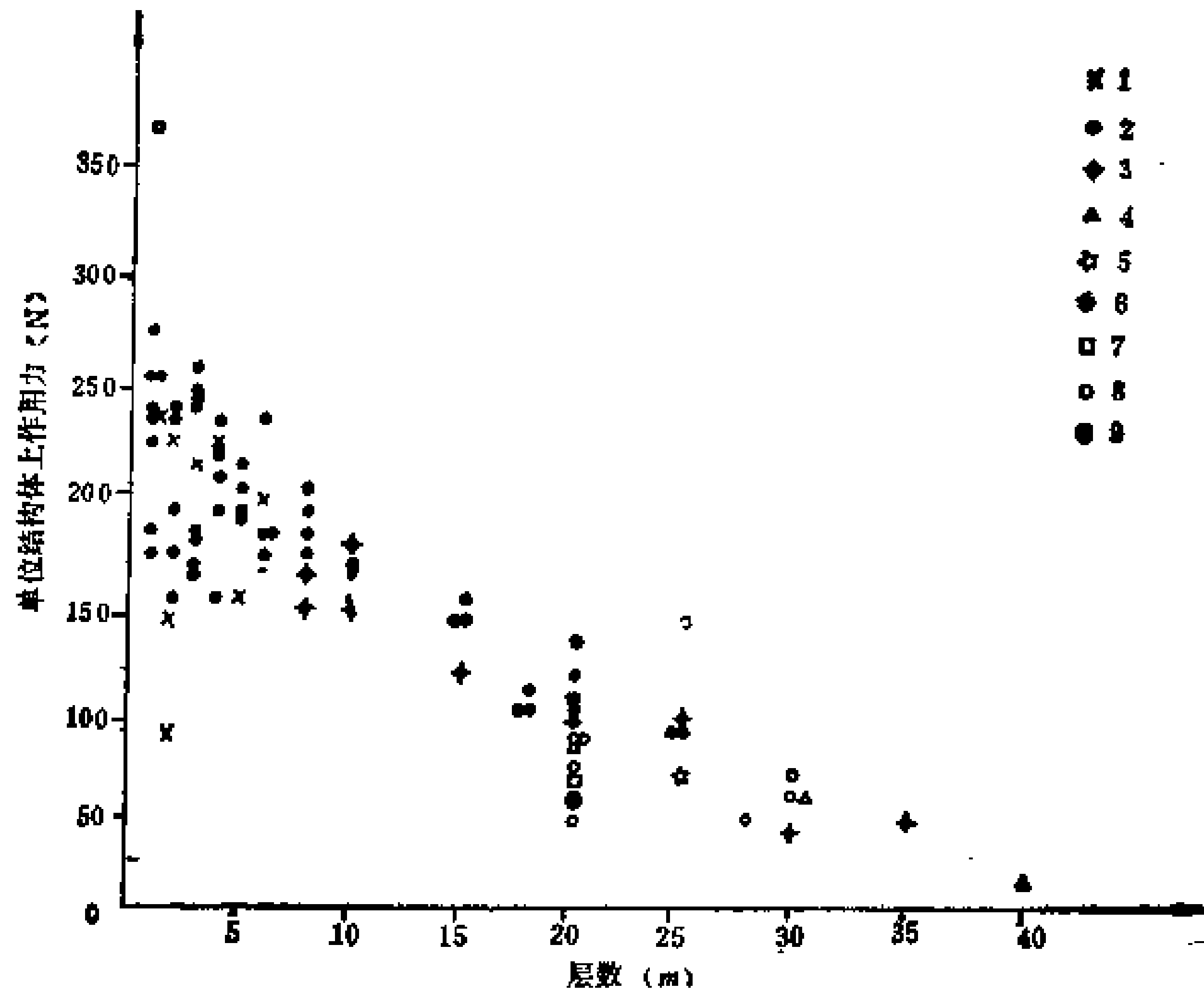


图 3.5.11 板裂介质岩体破坏的结构条件

1.一块等重； 2.一块； 3.截面四块； 4.截面九块； 5.截面二十五块； 6.截面四块(粘结)； 7.截面九块(粘结)； 8.截面一块(粘结)； 9.截面二十五块(粘结)

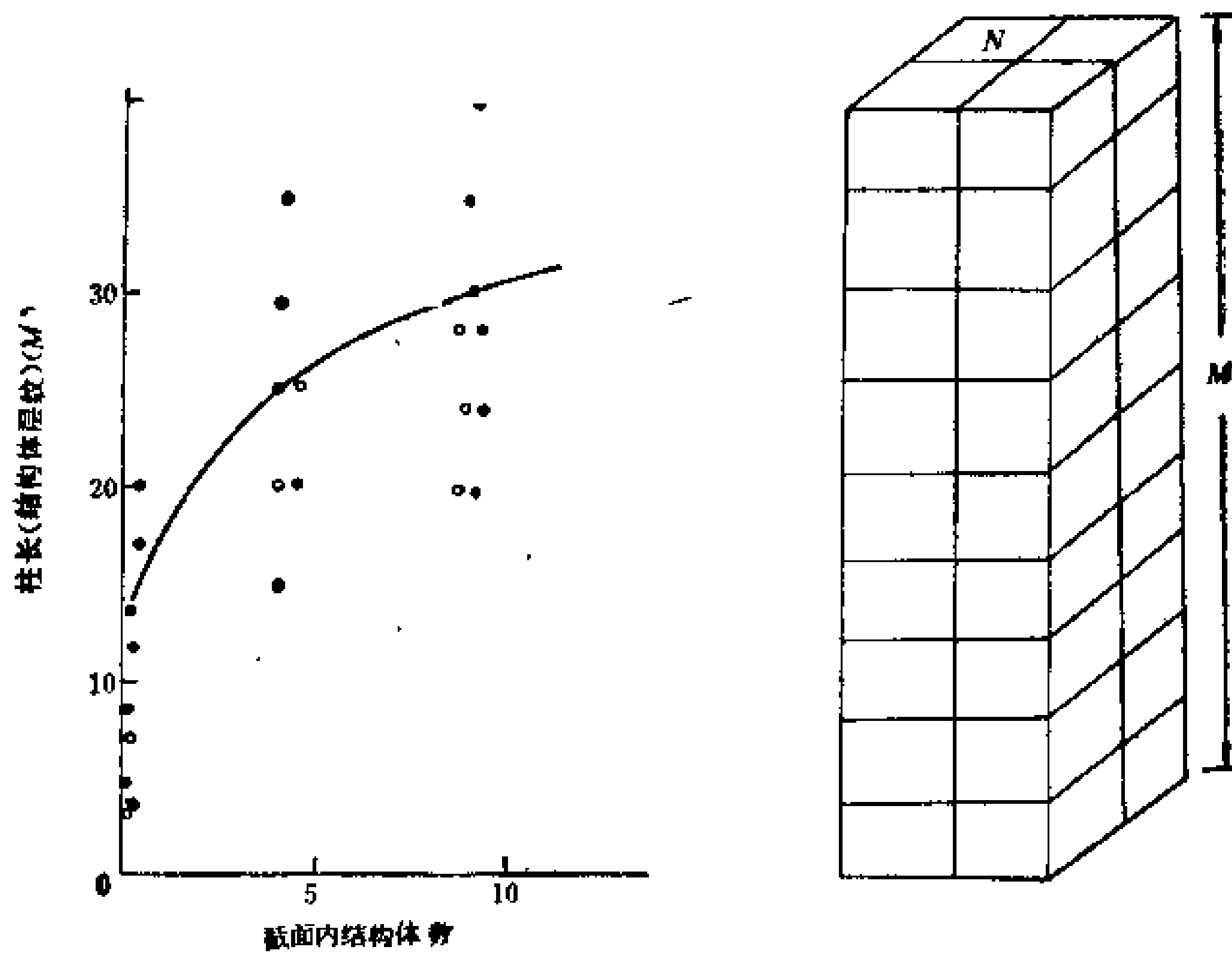


图 3.5.12 组合岩柱单轴抗压强度与其结构关系

及直立层状板裂介质岩体中开挖地下洞室时的力学作用模型试验。照片 3.5.9—3.5.16 是这两组试验的部分照片。照片 3.5.9 为平卧层状板裂介质岩体未开挖洞室时的原始模型。照片 3.5.10 及 3.5.11 是在高地应力场条件下，即 $p_z = p_x = 3\text{MPa}$ 条件下，在平卧层状板

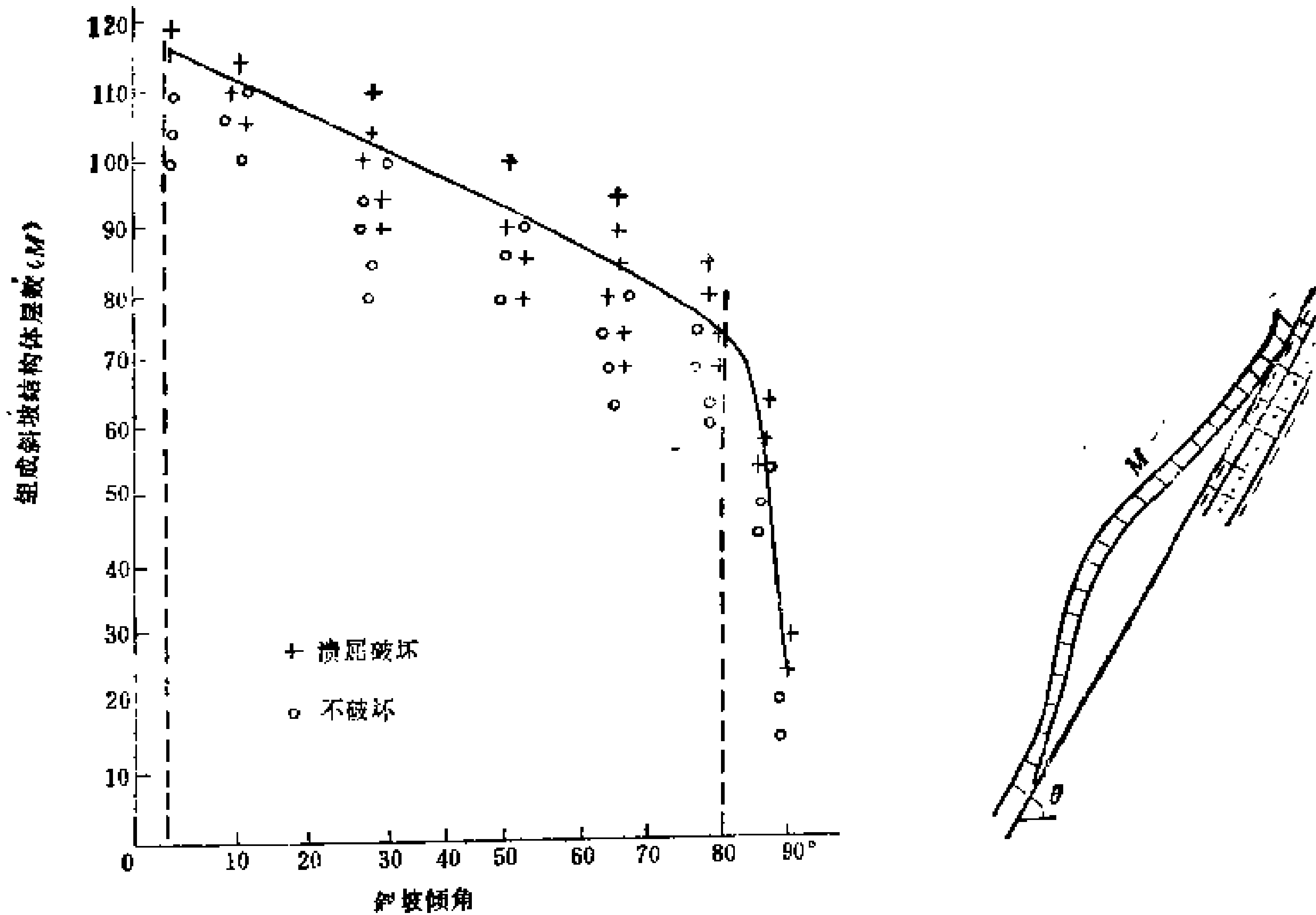
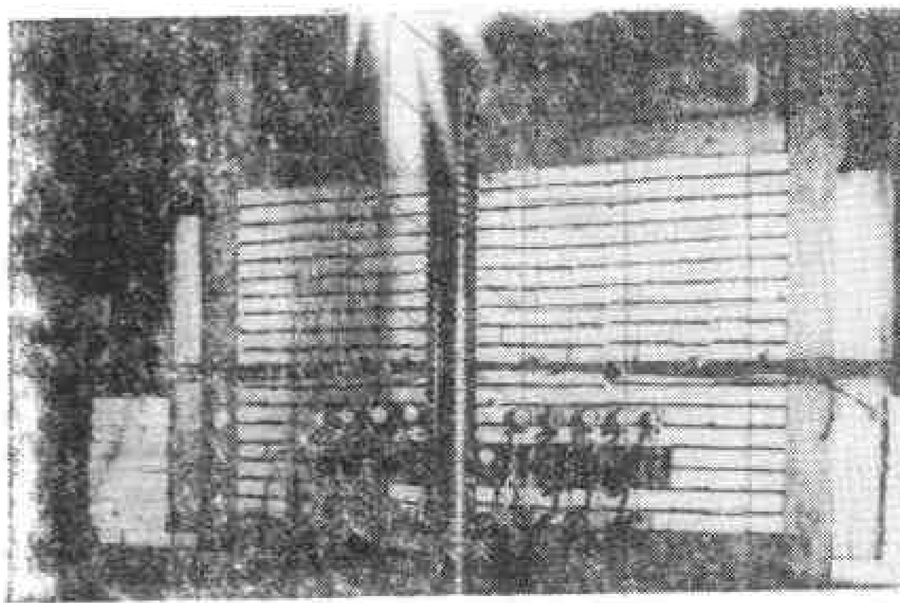
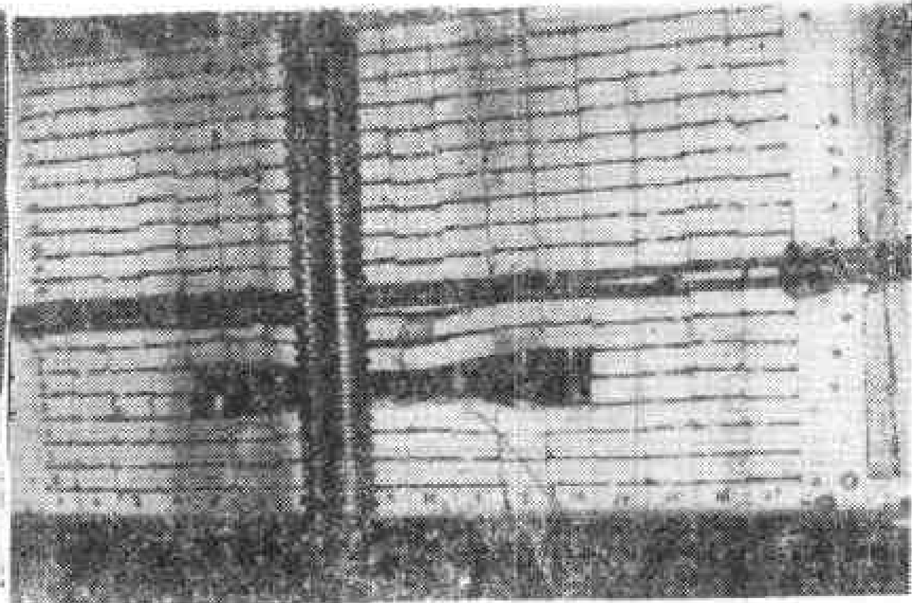


图 3.5.13　板裂结构(单层)边坡溃屈破坏的结构条件



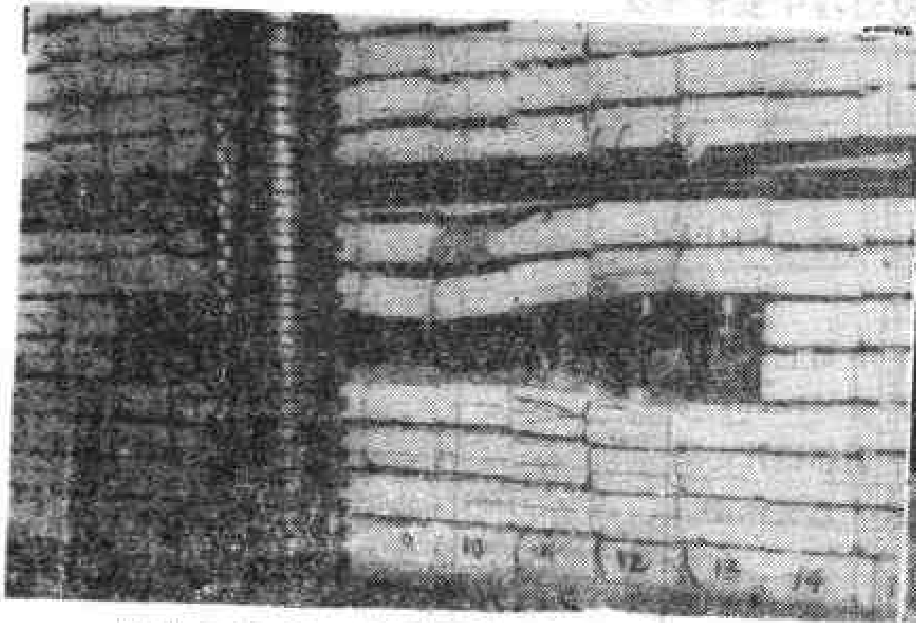
照片 3.5.9　板裂岩体地下洞室力学作用机制模拟试验(顶、底板)(原始模型)



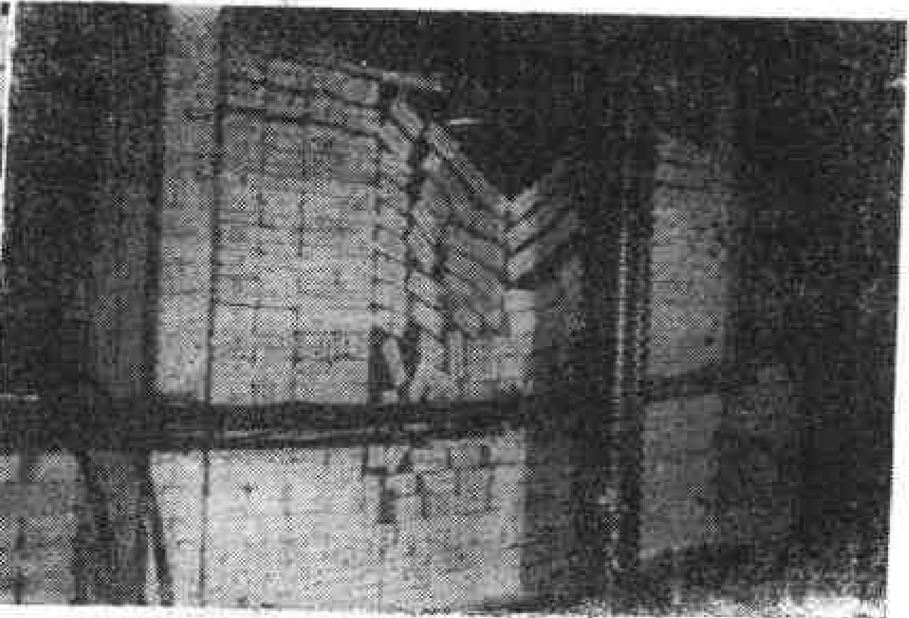
照片 3.5.10　板裂岩体地下洞室顶、底板力学作用机制模拟试验($p_z = p_x = 3$MPa)

裂介质岩体中开挖地下洞室时的围岩力学作用图式。实验结果表明，在这类条件下洞室围岩主要产生底鼓及顶板弯曲。由于地应力较高，梁板具连续变形特征。这一现象提示我们，在高地应力作用下，岩体尽管被节理切割破碎，而仍可将节理切割的梁板作为完整结构梁板力学模型处理。照片 3.5.12 为在低地应力条件下开挖地下洞室时的岩体力学作用。其特点是底板不发生底鼓，顶板一冒到顶。全部试验结果示于表 3.5.2 及 3.5.3 中。

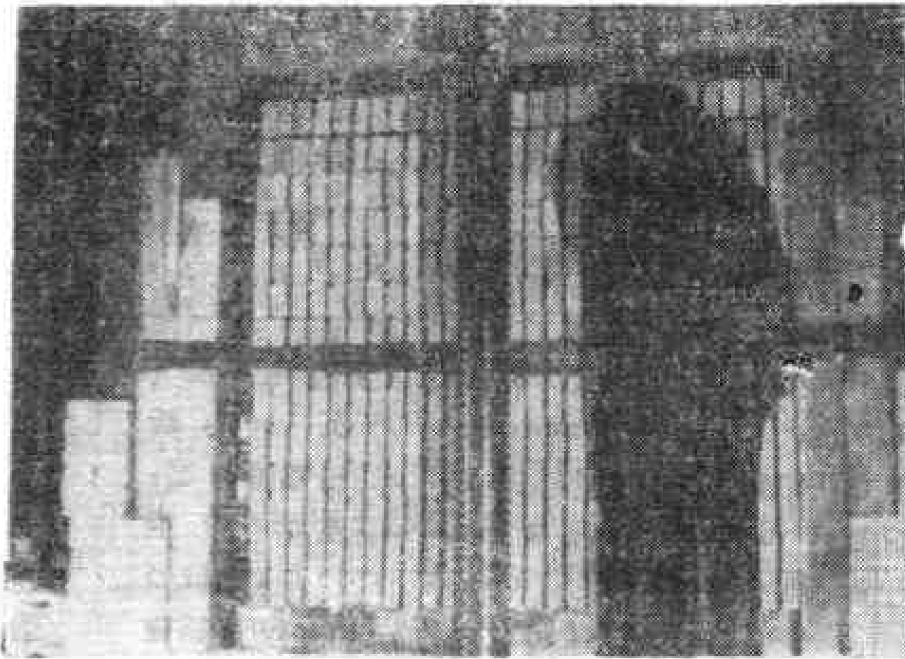
综合上列试验结果，可以得到如下几点认识：① 在平卧层状板裂介质岩体中开挖地下洞室时的变形和破坏主要发生在顶、底板上；② 其变形、破坏机制及变形量主要受地应力场控制；③ 在高地应力作用下顶底板变形不仅是回弹变形的贡献，而且梁板横弯变形占有重要的成分。由此可以得到两点重要结论：① 横弯变形和溃屈破坏是平卧层状



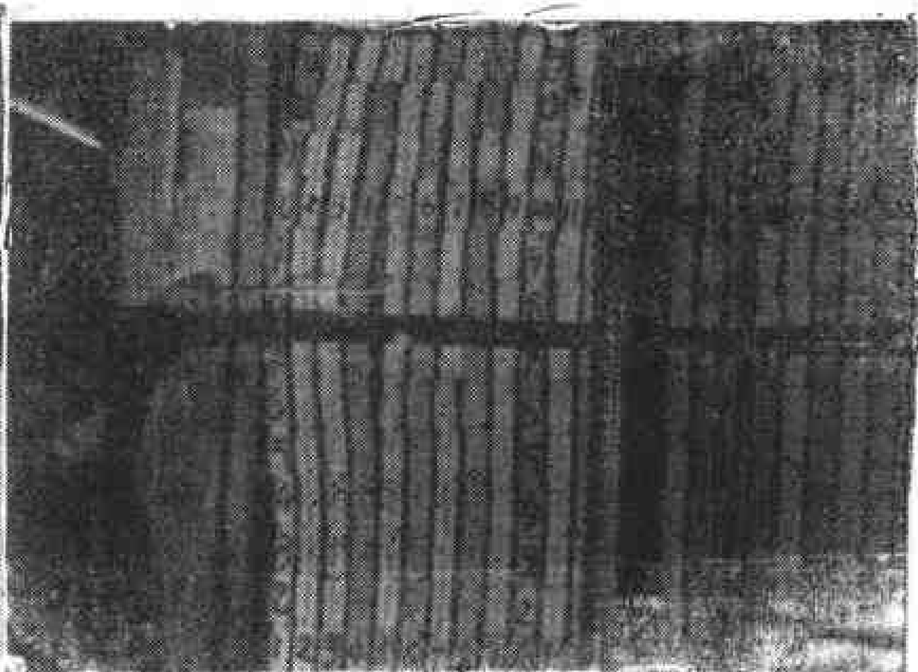
照片 3.5.11　板裂岩体地下洞室顶、底板力学作用机制模拟试验($p_z = p_x = 3\text{MPa}$)



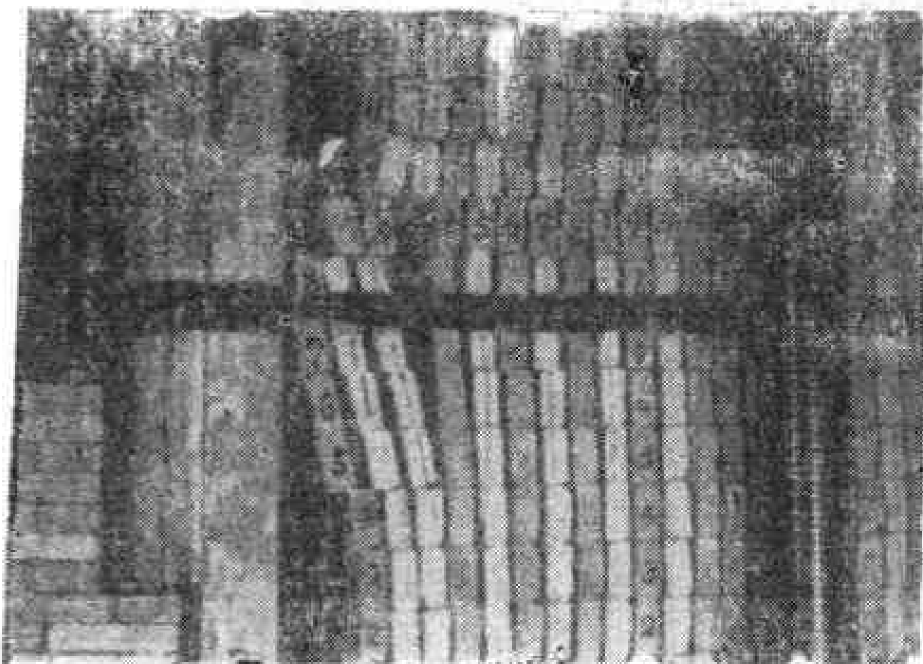
照片 3.5.12　板裂岩体地下洞室顶、底板力学作用机制模拟试验 ($p_z = 0.3\text{MPa}$, $p_x = 0.1\text{MPa}$)



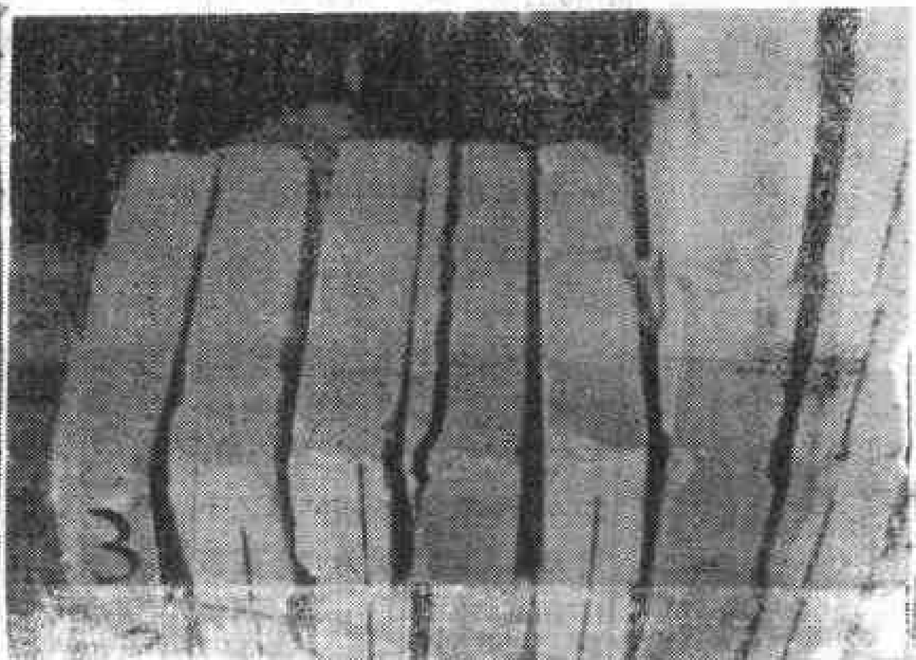
照片 3.5.13　板裂岩体地下洞室边坡力学作用机制模拟试验



照片 3.5.14　板裂岩体地下洞室边墙变形，破坏机制模拟试验 ($p_z = p_x = 3\text{MPa}$)



照片 3.5.15　板裂岩体地下洞室边墙变形、破坏机制模拟试验 ($p_z = 0$, $p_x = 3\text{MPa}$)



照片 3.5.16　板裂岩体地下洞室边墙变形；破坏机制模拟试验(结构体劈张破裂)

板裂介质岩体力学作用与其它介质力学作用不同的重要力学机制；② 地应力场的大小可以使其力学机制产生转化。

照片 3.5.13 至 3.5.16 为直立层状板裂介质岩体中开挖地下洞室时的围岩变形和破坏

表 3.5.2 模型开挖过程中变形情况

模型号 / 受力条件 / 开挖阶段	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6（未加弹簧）
受力条件	$\sigma_z=10.5$MPa $\sigma_x=0.3$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.3$MPa	$\sigma_z=0.6$MPa $\sigma_x=0.3$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.1$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.37$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.3$MPa
卸掉№1柱	中间7层下沉4mm，横向连续扩展至7—12行，底鼓2mm，两侧连续	中间上7层下沉11mm，横向连续变形延展至3及13行，底鼓3mm，横向连续扩展	中间上7层下沉9mm，与两邻断错12层下沉2mm，底鼓3mm	中间上7层下沉11mm，与两邻错开，第十五层未动	无明显变形	中间上9层下沉1mm，底鼓2mm
卸掉№2及3柱	中间上8层下沉12mm，两侧断错扩展至12层底鼓2mm	中间上8层下沉21mm，左右上行连续延展，底鼓5mm，两边下沉5—2mm	中间上8层下沉25mm，断错延展，底鼓12mm，连续延展	中间上8层下沉31mm，断错至顶，底鼓8mm，断错隆起	中间上7层下沉4mm，9层未动，连续延展，底鼓3mm，连续延展	中间上9层下沉2mm，断错延展一层，底鼓4mm，断错隆起一层
卸掉№4及5柱	中间上8层下沉18mm与两侧断错延展至4及15行，19层不动，底鼓4mm	中间上9层下沉42mm，与两侧断错延展，底鼓9mm，两侧连续扩展	中间上11层下沉35mm，断错延展至17层，底鼓17mm，中部断错隆起	中间上11层下沉50mm，断错至顶，底鼓15mm，断错隆起	中间上7层下沉50mm，断错至11层，以上连续变形，底鼓10mm，断错隆起	中间上9层下沉5mm，断错延展一层，连续变形至15层，底鼓5mm，断错隆起
卸掉№6及7柱	中间上10层下沉21mm，延展全模型，第二十层下沉2mm，底鼓9mm，延展至全层	中间上9层下沉57mm，两侧断错扩展，底鼓9mm，两边下沉数毫米	中间上11层下沉70mm，断错延展至顶，底鼓23mm，断错隆起	中间上12层下沉70mm，断错延展至顶，底鼓21mm，断错隆起	中间上13层下沉31mm，断错至17层，以上连续变形，底鼓19mm，断错隆起	中间上9层下沉6mm，断错延展一层，连续延至18层，底鼓7mm，断错隆起
卸掉№8及9柱	中间上17层下沉50mm，二十层下沉33mm，底鼓11mm，扩展全模型	中间上11层下沉70mm，断错扩展二十层为0，底鼓13mm，两侧下沉数毫米	塌方至顶	未卸	未卸	中间上11层下沉9mm，断错至17层，连续变形至顶，底鼓7mm，断错隆起一层

机制。这实际上是与平卧层状板裂介质岩体力学作用的90°转向，平卧层状板裂介质岩体力学模型试验结论对此完全适用。上列模型试验给我们一个极重要的启示，就是板裂结构岩体变形与其它介质岩体的重大差别，在于板柱弯曲变形，即结构变形远远大于材料

表 3.5.3　模型开挖过程中破坏情况

模型号	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6（未加弹簧）
受力条件 / 开挖阶段	$\sigma_z=0.15$MPa $\sigma_x=0.3$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.3$MPa	$\sigma_z=0.6$MPa $\sigma_x=0.3$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.1$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.37$MPa	$\sigma_z=0.3$MPa $\sigma_x=0.3$MPa
卸掉 № 1 柱	未塌	未塌	未塌	未塌	未塌	塌一块
卸掉 № 2 及 3 柱	塌下三块	卸 2，3 过程中，原 № 1 上方塌一块，卸下 № 2 及 3 时，其上方各塌下一块	卸 № 2， 3 时塌下 3 块	卸 2 时未塌，卸下 3 时，塌下 5 块	未塌卸 2 时，3 号柱上砖出现裂缝 2=10°，卸 3 时，4 号柱上砖出现裂缝	塌一层
卸掉 № 4 及 5 柱	未塌	塌下二层	塌下二层	塌下三层但 №4 上留一块	未塌 4 号柱上出现一条裂缝	4 及 5 上方各塌一块
	塌两层	未塌	塌三层	卸 № 6，7 时，塌至 11 层，10 min 后塌方至顶	8 柱下出现裂缝，塌下 6 层	未塌
卸掉 № 8 及 9 柱	共塌下 10 层	共塌下 4 层，上方多处出现裂缝 α 12　16°	塌到顶	未卸	未卸	塌二层

变形，其破坏同样以结构失稳为主，材料破坏居于次要地位。

（六）板裂介质岩体力学作用分析一般原理

前面分析表明，板裂介质岩体可以进一步抽象为由梁板柱组合成的结构，其力学模型可以进一步简化为梁或柱。显然，这是典型结构力学问题。它可以用静力法或能量平衡法来分析。

1. 静　力　法

根据图 3.5.10 条件可以抽象为图 3.5.14 的一般力学模型。根据图 3.5.14 可以写出其静力平衡方程为

$$\frac{d^2}{dx^2}\left(EI\frac{d^2y}{dx^2}\right)+(P\pm q_1x)\frac{d^2y}{dx^2}\pm q_1\frac{dy}{dx}=-q_2 \tag{3.5.1}$$

边界条件为：$x=0$ 及 $x=l$ 处 $y=\bar{y}_0$，

或

$$\frac{d}{dx}\left(EI\frac{d^2y}{dx^2}\right)+(P\pm q_1x)\frac{dy}{dx}=\bar{Q},\ \frac{dy}{dx}=\bar{\phi}\ \text{或}\ EI\frac{d^2y}{dx^2}=\bar{M} \tag{3.5.2}$$

式(3.5.1)及(3.5.2)两式即为在横向荷载、轴向集中荷载及分布荷载联合作用下梁弯曲变形基本微分方程。而其失稳条件仅与式(3.5.1)及(3.5.2)的齐次式有关，即

$$\frac{d^2}{dx^2}\left(EI\frac{d^2y}{dx^2}\right)+(P\pm q_1x)\frac{d^2y}{dx^2}\pm q_1\frac{dy}{dx}=0 \tag{3.5.3}$$

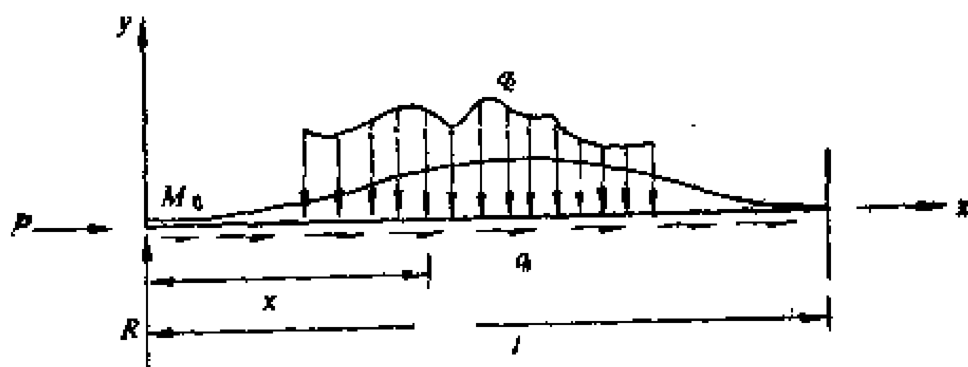


图 3.5.14 梁柱弯曲变形一般力学模型

边界条件为：$x=0$ 及 $x=l$ 处

$$y=0,\text{或}\ \frac{d}{dx}\left(EI\frac{d^2y}{dx^2}\right)+(P\pm q_1x)\frac{dy}{dx}=0$$

$$\frac{dy}{dx}=0\ \text{或}\ EI\frac{d^2y}{dx^2}=0 \tag{3.5.4}$$

对我们最有实际意义的是发生溃屈的条件。最重要的条件是弯曲失稳，即溃屈临界载荷 P_{cr}。这个问题实际上是求微分方程式(3.5.3)的本征值问题，也可以视为求泛函驻值问题。现在把方程(3.5.3)及(3.5.4)规定的本征值问题写为如下的泛函驻值问题，即

$$P=st\frac{\int_0^l EI\left(\frac{d^2y}{dx^2}\right)dx-q_1\int_0^l x\left(\frac{dy}{dx}\right)^2dx}{\int_0^l\left(\frac{dy}{dx}\right)^2dx} \tag{3.5.5}$$

进行归一化，令

$$\int_0^l\left(\frac{dy}{dx}\right)^2dx=\frac{1}{L} \tag{3.5.6}$$

则式(3.5.5)可写成

$$P=st\left\{L\left[\int_0^l EI\left(\frac{d^2y}{dx^2}\right)^2dx-q_1\int_0^l x\left(\frac{dy}{dx}\right)^2dx\right]\right\} \tag{3.5.7}$$

式(3.5.5)及(3.5.7)实际上与能量平衡原理等价。解这个问题时，首先必须知道其变形曲线方程。对图 3.5.13 来说，其变形曲线可用下列方程表征：

i) $y=a_1x^2(l-x)^2+a_2x^3(l-x)^3+\cdots$ (3.5.8)

ii) $y=a_1\left(1-\cos\frac{2\pi x}{l}\right)+a_2\left(1-\cos\frac{4\pi x}{l}\right)+\cdots$ (3.5.9)

它们满足边界条件：$x=0$ 及 l 处 $\frac{dy}{dx}=0$

现在取式(3.5.9)中第一项作为“最低一级”的本征值，同时取 $q_1=q\sin\alpha$，归一化

后，取

$$y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\left(1 - \cos\frac{2\pi x}{l}\right) \tag{3.5.10}$$

代入式(3.5.7)，得

$$P_{cr} = \frac{4\pi^2 EI}{l^2} - \frac{q\sin\alpha}{2}l \tag{3.5.11}$$

式(3.5.11)即为长度为 l 的板柱溃屈破坏极限载荷。

2. 能量平衡法

据能量原理，岩体在力作用下做的功 ΔT 与其内部储存的变形能 Δu 相平衡，即

$$\Delta T = \Delta u \tag{3.5.12}$$

如图 3.5.15 对板柱做的功有

1）外力 P 做的功 ΔT_1

$$\Delta T_1 = P\Delta \tag{3.5.13}$$

式中 Δ 为在 P 作用下轴向缩短量，即

$$\Delta = \frac{1}{2}\int_0^l (y')^2 dx \tag{3.5.14}$$

将式(3.5.14)代入(3.5.13)，得

$$\Delta T_1 = \frac{1}{2}P\int_0^l (y')^2 dx \tag{3.5.15}$$

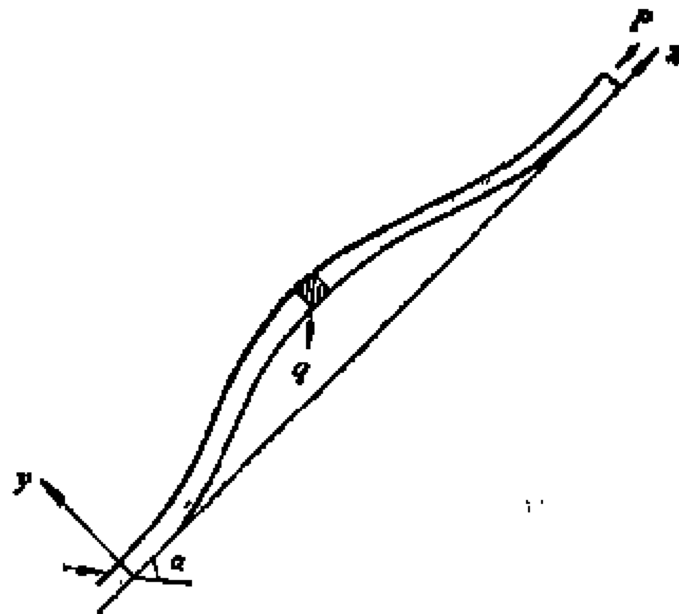


图 3.5.15 梁柱力学作用一般模型

式中 y 为横向变形弹性曲线。

2）自重作用做的功 ΔT_2：

$$\Delta T_2 = \Delta Q x$$

$$Qx = q(l - x)\sin\alpha$$

$$\Delta T_2 = \frac{1}{2}\int q(l - x)(y')^2 \sin\alpha dx \tag{3.5.16}$$

3）板内储存弹性能(等于外力对它作的功)

$$
\begin{aligned}
\Delta u_1 &= \int dW_m \\
&= \frac{1}{2}\int M d\phi \qquad d\phi = \frac{ds}{\rho} = \frac{M}{EI}ds \doteq \frac{M}{EI}dx \\
&= \frac{1}{2}\int \frac{M^2}{EI}dx \qquad y'' = \frac{M}{EI} \\
&= \frac{1}{2}\int EI(y'')^2 dx
\end{aligned} \tag{3.5.17}
$$

4）系统势能增加

$$\Delta u_2 = \int g_y y dx = \int qy\cos\alpha dx \tag{3.5.18}$$

$$\Delta T_1 + \Delta T_2 = \Delta u_1 + \Delta u_2 \tag{3.5.19}$$

将式(3.5.14)—(3.5.18)代入式(3.5.19)，得

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{2}\int_0^l P(y')^2 dx + \frac{1}{2}q\sin\alpha\int_0^l (l-x)(y')^2 dx \\
&= \frac{1}{2}\int_0^l EI(y'')^2 dx + \int_0^l qy\cos\alpha dx
\end{aligned} \tag{3.5.20}
$$

式(3.5.20)即为能量平衡方程。式中 y 为板弯曲变形弹性曲线。

（七）板裂介质岩体边坡力学分析

过去有一种观点认为，倾斜层状边坡只要坡脚处岩层不被切断，就不会破坏。近年来，在我国西南山区大量见到顺层边坡坡脚并未被切断，照样发生大型滑坡。雅砻江坝王山滑坡便属此类。这是一种板裂介质岩体以结构失稳方式的破坏模型。板裂介质岩体边坡变形和破坏，大体上可概括为三种力学模型，即

① 顺层倾斜边坡溃屈破坏；

② 直立边坡溃屈破坏；

③ 反倾向边坡倾倒变形(这种变形常呈现为大变形，在某种意义上来说，也可以看作是边坡破坏)。

1. 顺层倾斜边坡溃屈模型力学分析

这种力学模型如图 3.5.14 所示。其平衡方程由能量平衡法求得，示于式(3.5.20)。对顺层边坡模型来说，

$$y = a_1\left(1-\cos\frac{2\pi x}{l}\right) + a_2\left(1-\cos\frac{4\pi x}{l}\right) \tag{3.5.21}$$

将式(3.5.21)代入式(3.5.20)，得

$$(2P + ql\sin\alpha)(Aa_1^2 + Ca_2^2) = 2EI(Da_1^2 + Fa_2^2) + 8q\cos\alpha(a_1 + a_2) \tag{3.5.22}$$

或构造函数

$$F(a_1, a_2) = (2P + ql\sin\alpha)(Aa_1^2 + Ca_2^2) - 2EI(Da_1^2 + Fa_2^2) - 8q\cos\alpha(a_1 + a_2) \tag{3.5.23}$$

式中

$$A = \frac{4\pi^2}{l^2},\ C = \frac{16\pi^2}{l^2},\ D = \frac{16\pi^4}{l^4} = A^2,\ F = \frac{256\pi^4}{l^4} = C^2$$

令 $\frac{\partial F}{\partial a_1} = 0$，得

$$a_1 = \frac{4q\cos\alpha}{A(2P + ql\sin\alpha) - 2EID} \tag{3.5.24}$$

$$a_1 = \frac{q\cos\alpha l^4}{2P\pi^2 l^2 + q\pi^2 l^3 \sin\alpha - 8EI\pi^4} \tag{3.5.25}$$

令 $\frac{\partial F}{\partial a_2} = 0$，得

$$a_2 = \frac{4g\cos\alpha}{C(2P + ql\sin\alpha) - 2EIF} \tag{3.5.26}$$

$$a_2 = \frac{q\cos\alpha l^4}{18\pi^2 l^2 P + 4q\pi^2 l^3 \sin\alpha - 128\pi^4 EI} \tag{3.5.27}$$

式 (3.5.22) 可改写为

$$[A(2P + ql\sin\alpha) - 2EID]a_1^2 + [C(2P + ql\sin\alpha) - 2EIF]a_2^2 = 8q\cos\alpha(a_1 + a_2) \tag{3.5.28}$$

将式 (3.5.24)，(3.5.26) 代入式 (3.5.28)，得

$$A(2P + ql\sin\alpha) - 2EID + C(2P + ql\sin\alpha) - 2EIF = 0$$

$$P = \frac{68EI\pi^2}{5l^2} - \frac{1}{2}ql\sin\alpha \tag{3.5.29}$$

或

$$P = \frac{13.6\pi^2 EI}{l^2} - \frac{1}{2}ql\sin\alpha \tag{3.5.30}$$

另一方面，还可以从破坏机制上进行分析，即一旦发生溃屈破坏时，则变形 y 必定发展为无穷大，即 $y \to \infty$。此时必须 $a_1 \to \infty$，或 $a_2 \to \infty$。如果 $a_1 \to \infty$，则由式 (3.5.25)，得

$$P_1 = \frac{4\pi^2 EI}{l^2} - \frac{1}{2}ql\sin\alpha \tag{3.5.31}$$

如果 $a_2 \to \infty$，则由式 (3.5.27)，得

$$P_2 = \frac{16\pi^2 EI}{l^2} - \frac{1}{2}ql\sin\alpha \tag{3.5.32}$$

实验检验结果表明，式 (3.5.31) 比较符合实际，可以作为校核板裂介质岩体边坡稳定性使用。由此可进一步做出判断，其弹性变形曲线方程为

$$y = a_1\left(1 - \cos\frac{2\pi x}{l}\right) \tag{3.5.33}$$

例 1：霸王山边坡稳定性分析：位于雅砻江下游霸王山标高达 1,970m，河边边坡脚标高为 1,030m，山高 940m。该山边坡为由灯影灰岩组成的顺层边坡。其间夹一层泥灰岩夹层，经过层间错动成软弱夹层。$\phi_j = 17°$，$C_j = 0.4$MPa 岩层较疏，$E = 0.05 \times 10^4$ MPa 容重 $\gamma = 2.7$t/m³。如前所述该山坡曾发生过溃屈破坏(图 3.5.4)。现做一次检核分析。软弱夹层上部灯影灰岩厚度为 10m。夹层下为巨厚层灰岩，不可能产生深滑动。山

坡与岩层倾角一致，为 40°。

解：①滑动深度分析（如图 3.5.16 所示）

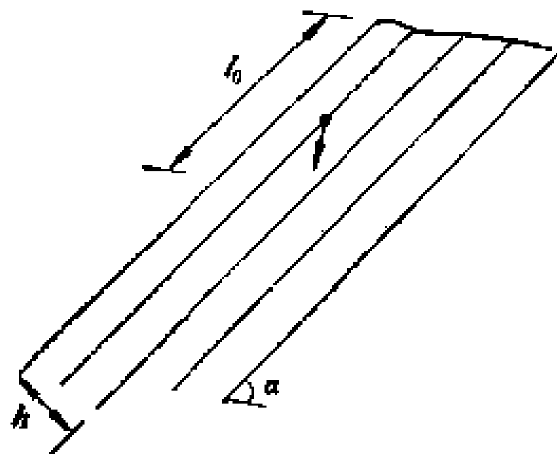


图 3.5.16 滑动条件力学模型

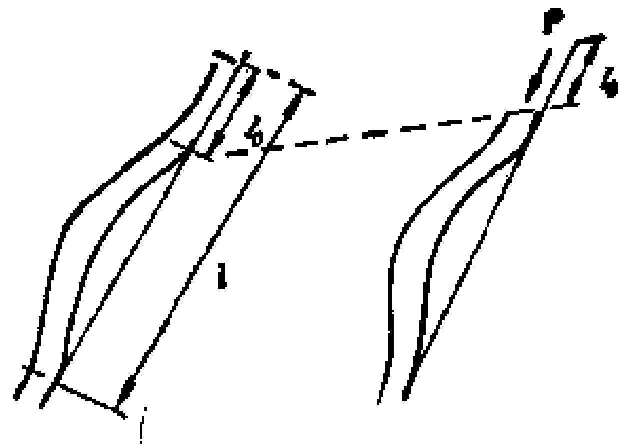


图 3.5.17 板裂介质岩体边坡溃屈破坏计算模型

设滑动深度为 h，单宽下滑力为 s，岩石容重为 γ，则

$$s = l_0(\gamma h \sin\alpha - \gamma h \cos\alpha \operatorname{tg}\phi_j - C_j) \tag{3.5.34}$$

取 $\gamma = 2.7\text{g/cm}^3$，$\alpha = 40°$，$\phi_j = 17°$，$C_j = 0.4\text{MPa}$，代入式 (3.5.34)，得

$$s = (0.1104h - 0.4)l_0$$

也就是说，当 $h > \dfrac{0.4}{0.11}$ 时便可产生滑动。而实际上，软弱夹层上覆岩层厚 $h = 10\text{m}$。显然，上覆岩层完全可以沿软弱夹层滑动。

② 边坡失稳分析

边坡实际长度为

$$l = \frac{940}{\sin 40°} = 1{,}462\text{m}$$

设滑动段长度为 l_0，如图 3.5.17 所示，溃屈段长为 $l - l_0$，作用力 $P = s$ = 剩余下滑动力，故

$$P = s = l_0(\gamma h \sin\alpha - \gamma h \cos\alpha \operatorname{tg}\phi_j - C_j) \tag{3.5.35}$$

将 $h = 10\text{m}$ 及有关参数代入式 (3.5.33)，得

$$P = 7.04 l_0 \tag{3.5.35'}$$

又

$$P_{cr} = \frac{4\pi^2 EI}{(l - l_0)^2} - \frac{1}{2} q(l - l_0)\sin\alpha \tag{3.5.36}$$

令 $P_{cr} = P$ 可解得 l_0 长度。结果为一个三次方程。此处用试算法是比较方便的。将有关参数代入式 (3.5.36) 变为

$$P_{cr} = \frac{16.45 \times 10^9}{(l - l_0)^2} - 8.7(l - l_0) \tag{3.5.36'}$$

设 $l_0 = 0$ $P = 0$ $P_{cr} = -5{,}023^T$ $\eta = \dfrac{P_{cr}}{P} = -\infty$

$l_0 = 100\text{m}$	$P = 704^t$	$P_{cr} = -2{,}981^t$	$\eta = -4.2$
$l_0 = 200\text{m}$	$P = 1{,}408^t$	$P_{cr} = -650^t$	$\eta = -0.46$
$l_0 = 300\text{m}$	$P = 2{,}112^t$	$P_{cr} = 2{,}074^t$	$\eta = 0.98$

$l_0 = 400\text{m}$	$P = 2{,}816^t$	$P_{cr} = 5{,}346^t$	$\eta = 1.9$
$l_0 = 500\text{m}$	$P = 3{,}520^t$	$P_{cr} = 9{,}409^t$	$\eta = 2.7$

计算结果表明，l_0 愈大，稳定性愈好。为了更清晰地说明问题，将上列数据整理成图 3.5.18 所示的曲线。曲线表明，这里有两个重要的特征点。其一为 $P_{cr}=0$，$\eta=0$ 点。该点的意义是板裂岩体不能承受任何外载；其二是 $P_{cr}=P$，$\eta=1$ 点。该点意味着边坡在加载层作用下达到极限状态。现在再研究当 $P_{cr}=0$ 条件下，极限坡高为 l 时加载层与极限载荷的关系。如图 3.5.17 所示，$l_{cr}=1{,}237\text{m}$

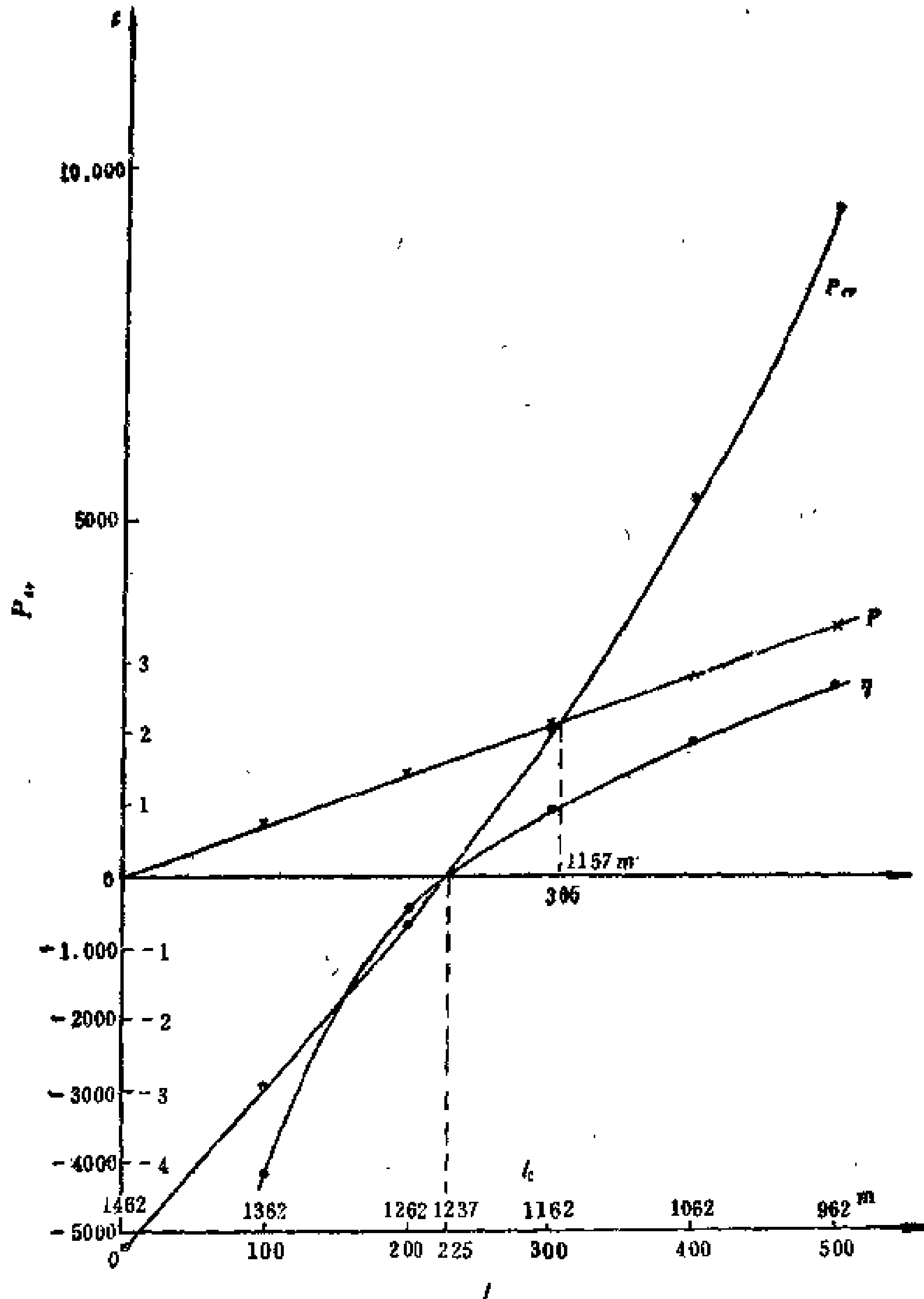


图 3.5.18 板裂岩体边坡稳定性特征曲线

设

$l_0 = 0$	$P_0 = 0$	$P_{cr} \doteq 0$	$\eta = \frac{P_{cr}}{P} = ?$ 或 $=1$
$l_0 = 100\text{m}$	$P = 704^t$	$P_{cr} = 2{,}832.7^t$	$\eta = 4.0$
$l_0 = 200\text{m}$	$P = 1{,}408^t$	$P_{cr} = 6{,}275$	$\eta = 4.46$

这一组数据表明，当边坡长小于 l_{cr} 时，加载层不会导致边坡破坏。上面分析表明，完全可以采用 $l_0=0, P_{cr}=0$ 时 l_{cr} 作评价边坡稳定性的依据，其稳定性系数定义为

$$\eta=\frac{l_{cr}}{l}$$

下面进一步研究式 (3.5.30)，(3.5.31)，(3.5.32) 的正确性当 $P_{cr}=0$ 时，由式 (3.5.31) 求得极限长度

$$l_{cr_1}=\sqrt[3]{\frac{8EI\pi^2}{q\sin\alpha}}=\sqrt[3]{\frac{2\pi^2Eh^2}{3\gamma\sin\alpha}} \tag{3.5.37}$$

由式 (3.5.30) 求得极限长度

$$l_{cr_2}=\sqrt[3]{\frac{65.6EI\pi^2}{q\sin\alpha}}=\sqrt[3]{\frac{16.4\pi^2Eh^2}{3\gamma\sin\alpha}} \tag{3.5.38}$$

由式 (3.5.32) 求得极限长度

$$l_{cr_3}=\sqrt[3]{\frac{32\pi^2EI}{q\sin\alpha}}=\sqrt[3]{\frac{8\pi^2Eh^2}{3\gamma\sin\alpha}} \tag{3.5.39}$$

将有关参数代入式 (3.5.37)，(3.5.38)，(3.5.39)，分别得

$$l_{cr_1}=1,237\text{m}$$

$$\eta_1=\frac{1,237}{1,462}=0.85$$

$$l_{cr_2}=2,494\text{m}$$

$$\eta_2=1.71$$

$$l_{cr_3}=1,969\text{m}$$

$$\eta=1.35$$

显然式 (3.5.31) 比较符合实际。

例2：1982 年 7 月 16 至 18 日四川云阳县长江岸边鸡筏子滩发生巨大滑坡。经四川省地质矿产局南江水文地质工程地质大队勘察确认，该滑坡系古滑坡复活。滑坡体由侏罗系砂页岩组成的顺向坡滑塌体。滑坡段古滑床最高标高为 600m，上部滑塌体坡脚标高为 400m，下脚滑床剪出口标高为 110—126m，上部边坡岩层倾角为 40°，下部为 20°。钻探结果查明，上部滑动层厚 10m 左右，下部滑动层厚为 28.5—32.6m，平均为 30m。该砂岩容重为 2.6t/m³，骨架层砂岩变形模量为 0.1×10^4MPa。浸水条件下 $\phi_j=10°$，$C_j=0.02$MPa。分析其稳定性。

解：该滑坡体为两个滑动单元，即

上部　600—400m　坡高 $H=200$m，坡角 $\alpha=40°$

下部　400—110m　坡高 $H=290$m，坡角 $\alpha=20°$

① 滑动分析

$$S=(\gamma h\sin\alpha-\gamma h\cos\alpha\,\text{tg}\,\phi_j-C_j)l_0 \tag{3.5.35}$$

令 $\alpha=20°$，$S=0.44h-2$；$h=30$m 时，$S=11.2l_0$ 符合滑动条件，$\alpha=40°$ 时，$S=1.26h-2$，更具备滑动条件，这与实际是相符的。

② 边坡稳定性分析

i) 上部：$l=\dfrac{H}{\sin\alpha}=\dfrac{200}{\sin 40°}=311\text{m}$

极限坡长

$$l_{cr_1} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^2 E h^3}{3\gamma \sin\alpha}} = 252\text{m}$$

$$\eta_1 = \frac{253}{311} = 0.81$$

$$l_{cr_2} = 510\text{m}$$

$$\eta_2 = 1.64$$

$$l_{cr_3} = 400\text{m}$$

$$\eta_3 = 1.29$$

式(3.5.31)计算得到的 l_{cr_1} 比较符合实际。

ii) 下部: $l = \frac{H}{\sin\alpha} = \frac{290}{0.342} = 848\text{m}$

极限坡长 $l_{cr_1} = 874\text{m}$

$$\eta_1 = \frac{874}{848} = 1.03 \quad (\text{极限状态})$$

$$l_{cr_2} = 1{,}762\text{m}$$

$$\eta_2 = 2.08$$

$$l_{cr_3} = 1{,}387\text{m}$$

$$\eta = 1.64$$

下部分析结果表明,式(3.5.30)及(3.5.32)计算值与实际相差太远,而式(3.5.31)计算结果与实际比较符合,由此可以得到结果,板裂介质岩体边坡溃屈破坏稳定性可以采用

$$P_{cr} = \frac{4\pi^2 E I}{l^2} - \frac{1}{2} q l \sin\alpha \qquad (3.5.31)$$

作为评价判据。

下面我们再来研究一下,当板厚一定,稳定性坡长与边坡角的关系。设板厚 $h = 6\text{m}$, $E = 2 \times 10^6\text{t/m}^2$ $\gamma = 2.7\text{t/m}^3$ 代入式(3.5.37),得

$$l_{cr} = \sqrt[3]{\frac{2 \times \pi^2 \times 2 \times 10^6 \times 6^3}{3 \times 2.7 \sin\alpha}} = 560\sqrt[3]{\frac{1}{\sin\alpha}}$$

α =	0,	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
l_{cr} =	∞,	1,004m	801	706	649	612	588	571	563	560

计算结果点在图3.5.19上,它表明,当 $\alpha < 20°$,发生溃屈破坏的最小长度迅速增加,另一方面,当 α 一定时,如 $\alpha = 40°$, l_{cr} 与板厚成正比。仍用上例。

$$l_{cr} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^2 \times 2 \times 10^6 h^3}{3 \times 2.7 \times \sin 40°}} = 197\sqrt[3]{h^2}$$

h =	2m	4m	6	8	10	12	14	16	18	20
l_{cr} =	248	312	358	394	424	451	475	496	516	535m

计算结果示于图3.5.20。这一资料表明,板厚的影响还是很显著的,但它的影响没有倾角影响显著。

应当注意,图3.5.19及3.5.20所表征的规律与图3.5.12和3.5.13所示的由实验求得的规律基本类同。反过来它也是上面所论述理论正确性的佐证。

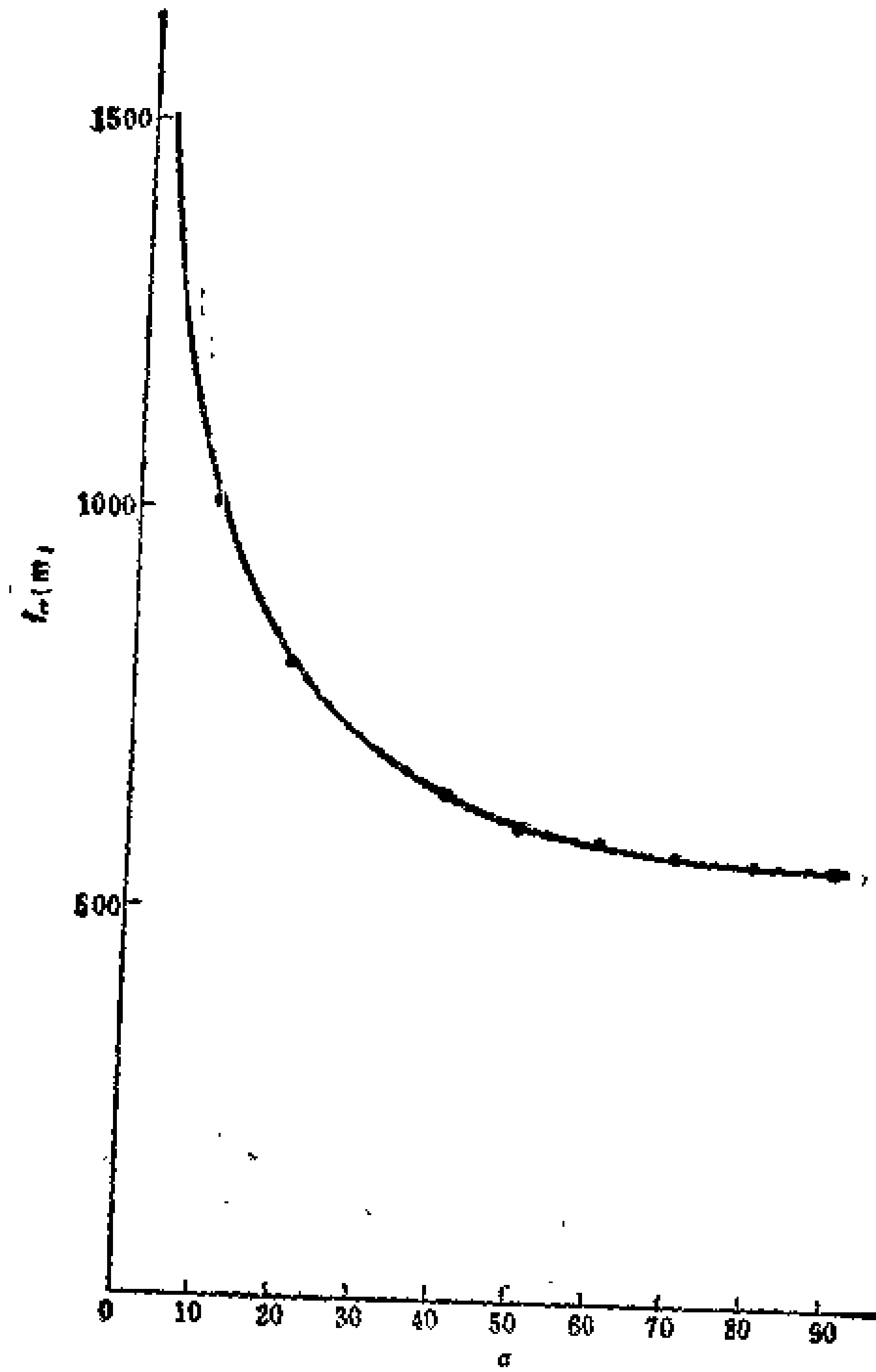


图 3.5.19　板裂介质岩体边坡溃屈破坏与倾角关系

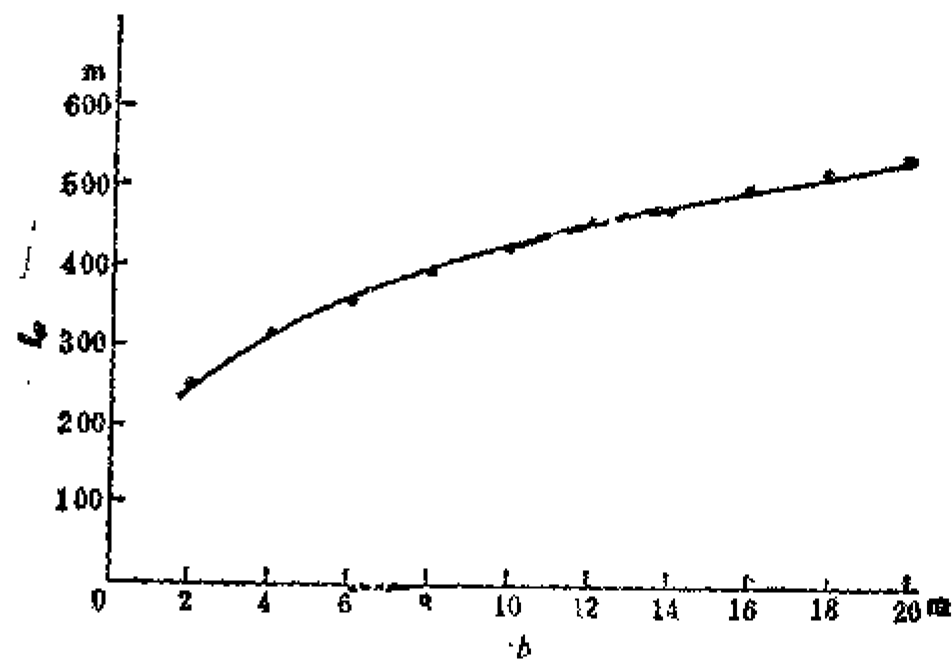


图 3.5.20　板裂介质岩体边坡溃屈破坏与截面尺寸关系

2. 在自重作用下直立边坡稳定性力学分析

这类边坡有如图 3.5.21 所示的两种力学模型，即

① 溃屈力学模型 (M_1)；

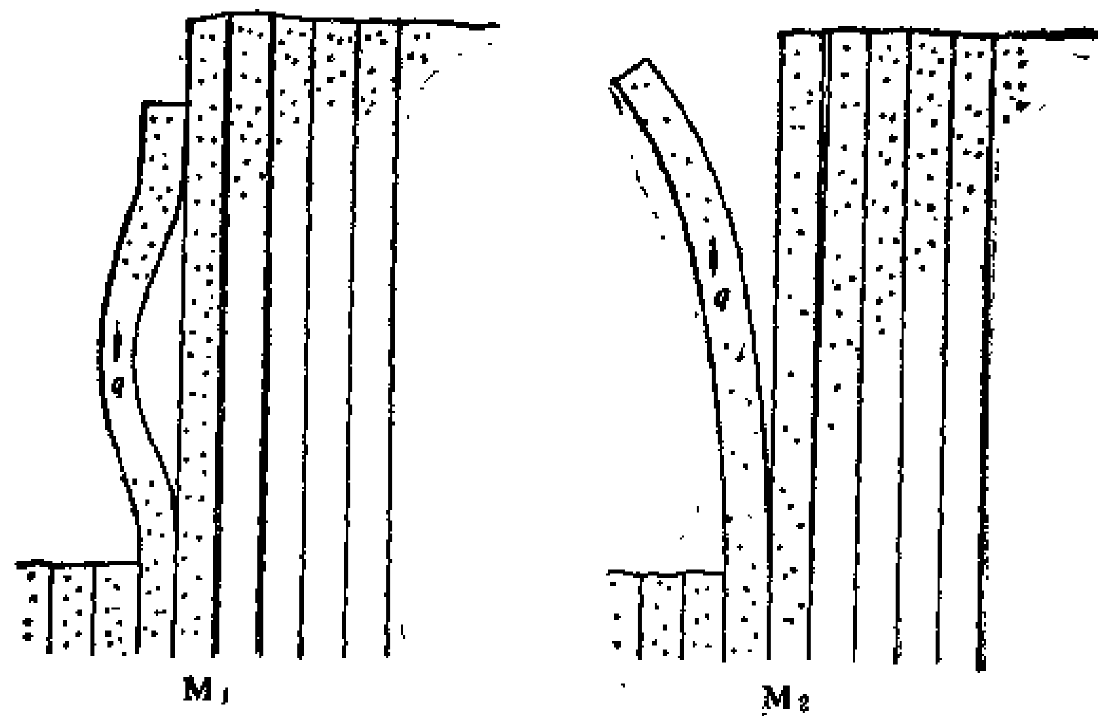


图 3.5.21 板裂介质岩体直立边坡力学作用模型

② 倾倒力学模型（M_2）。

对于溃屈力学作用模型，可由式 (3.5.31)，令 $\alpha = 90°$ 求得，即

$$P_{cr} = \frac{4\pi^2 EI}{l_2} - \frac{1}{2}ql \tag{3.5.40}$$

如果全部在自重作用下产生破坏时，则 $P_{cr} = 0$，求极限坡高

$$l_{cr} = \sqrt[3]{\frac{8\pi^2 EI}{q}} \tag{3.5.41}$$

对倾倒破坏力学模型来说，则可以进一步抽象为图 3.5.22 所示的计算草图。图中 q 为单位长度岩体自重，实际上它就是岩体容重 γ。

$$P = q(l - x) \tag{3.5.42}$$

在自重作用下全杆作的功

$$\Delta T = P\Delta = \int \frac{1}{2} P(y')^2 dx \tag{3.5.43}$$

$$\Delta T = \frac{1}{2} q \int_0^l (l - x)(y')^2 dx \tag{3.5.44}$$

在自重作用下全杆变形能增强

$$\Delta u = \frac{1}{2} \int_0^l EI(y'')^2 dx \tag{3.5.45}$$

由 $\Delta T = \Delta u$，得

$$q \int_0^l (l - x)(y')^2 dx = \int_0^l EI(y'')^2 dx \tag{3.5.46}$$

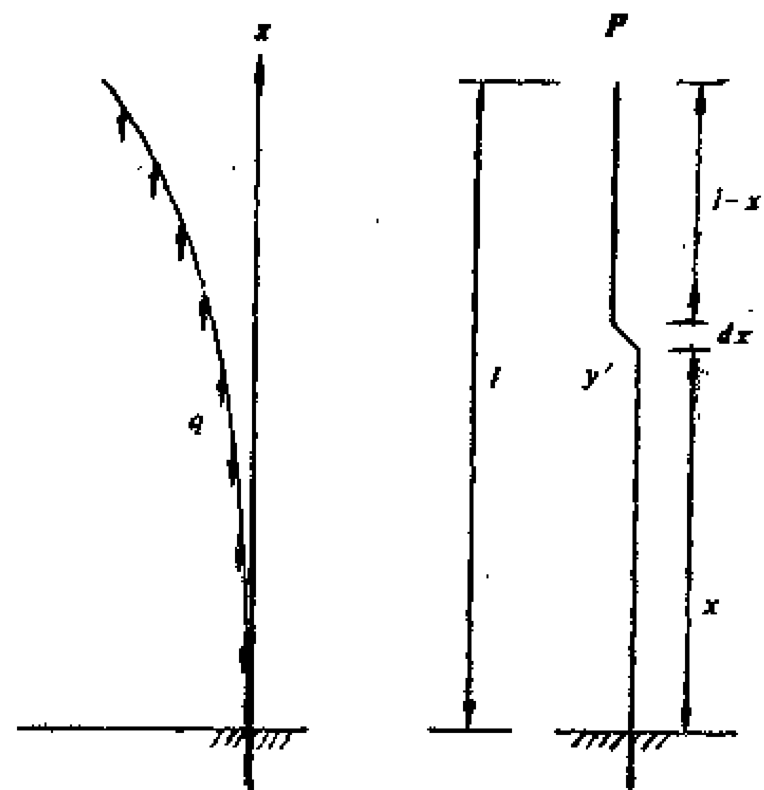


图 3.5.22 板裂介质岩体直立边坡倾倒破坏力学分析草图

取

$$y = a_1\left(1 - \cos\frac{\pi x}{2l}\right) + a_2\left(1 - \cos\frac{3\pi x}{2l}\right) \tag{3.5.47}$$

将此式微分后代入式 (3.5.46)，可得

$$0.3668qa_1^2 + 5.30qa_2^2 + 1.5qa_1a_2 = \frac{EI}{l^3}(3.0425a_1^2 + 246.5a_2^2) \tag{3.5.48}$$

对 a_1, a_2 求偏导数，并加以整理，即可得两个线性齐次方程

$$\left(3.0425\frac{EI}{l^3} - 0.3668q\right)a_1 - 0.75qa_2 = 0$$

$$-0.75qa_1 + \left(246.5\frac{EI}{l^3} - 5.30q\right)a_2 = 0 \tag{3.5.49}$$

因 a_1, a_2 不等于零，故应有

$$\begin{vmatrix} \left(3.045\frac{EI}{l^3} - 0.3668q\right) & -0.75q \\ 0.75q & \left(246.57\frac{EI}{l^3} - 5.30q\right) \end{vmatrix} = 0 \tag{3.5.50}$$

将行列式展开，得

$$1.383(q)^2 - 106.6\frac{EI}{l^3}q + 750.3\left(\frac{EI}{l^3}\right)^2 = 0 \tag{3.5.51}$$

上式可求得两个解

① $$ql = 7.85\frac{EI}{l^2} \tag{3.5.52}$$

$$l_{cr} = \sqrt[3]{7.85\frac{EI}{q}} = l_{cr \cdot min} \tag{3.5.53}$$

② $$ql = 69.66\frac{EI}{l^2} \tag{3.5.54}$$

$$l_{cr} = \sqrt[3]{69.66\frac{EI}{q}} = l_{cr \cdot max} \tag{3.5.55}$$

$$\doteq \sqrt[3]{\frac{8\pi^2 EI}{q}}$$

第二个解等同于溃屈破坏，实际上第一个解才是倾倒破坏的条件。

例：柱状节理发育的玄武岩直立边坡，核算其稳定性。$\gamma = 2.7\text{t/m}^3$, $E = 8 \times 10^6\text{t/m}^2$，节理间距 $b = 1.5\text{m}$。

解： ① 不产生溃屈式破坏最大边坡高度

$$l_{cr} = \sqrt[3]{\frac{8\pi^2 EI}{g}} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^2 Eb^2}{3\gamma}} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^2 \times 8 \times 10^6 \times 1.5^2}{3 \times 2.7}} = 352\text{ m}$$

② 不产生倾倒破坏边坡高度

$$l_{cr \cdot min} = \sqrt[3]{7.85\frac{EI}{g}} = \sqrt[3]{7.85\frac{Eb^2}{12\gamma}} = \sqrt[3]{0.65\frac{8 \times 10^6 \times 1.5^2}{2 \cdot 7}} = 163\text{ m}$$

计算结果表明，直立边坡如果以倾倒式破坏，其极限高度为 163m；以溃屈式破坏，其极限高度可达 350 m。显然，为了保持要求的高边坡，首先应防止产生倾倒式破坏，第二位再考虑防止溃屈式破坏，防止这类破坏的有效方法是减小自由段长度和加大截面矩 I。为此，最有效的方法是锚固，锚固设计时应以防止产生倾倒式破坏的要求为目标，这里也包括了防止溃屈式破坏。如果以防溃屈式破坏为设计目标，则包括不了防倾倒式破坏的要求。如此例计算结果，为了防溃屈破坏，长度缩短 1 半，即在其中间打一排锚杆，则自由

段长度变为 176m。而这个长度仍可发生倾倒破坏，所以，安全的处理是自由段长度必须小于 163m。

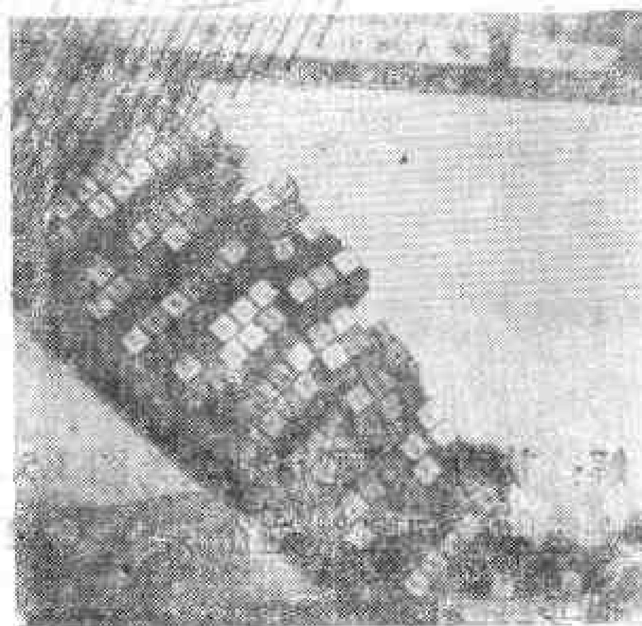
3. 反倾向边坡倾倒破坏分析

这个问题认识得比较早，R. E. Goodman (1976); E. Hoek (1974); 杜永廉等(1980)曾做过专门研究，但问题并没有得到解决。问题在于反倾向的板不是完整一块，而是被节理切割成组合板、碎裂板，用完整板倾倒理论处理是不正确的，而应视为多块体，各自倾倒，即应找其各自单元的倾倒条件，找出不倾倒极限深度，将各自极限深度连起来，形成折断面，而后分析其稳定性。显然，这个问题可分两步研究：

① 单块体倾倒条件，即折断点；

② 以折断点相连为折断面，检核其破坏可能性。

应当指出，反倾向边坡因倾倒引起的边坡破坏机制是什么目前尚不清楚。它绝不是象一块六方柱那样倾倒就意味着破坏了，倾倒使岩体板柱折断，并不一定岩体发生崩溃性破坏。如金川露天矿 I 区边坡产生过大规模的倾倒变形，而至今边坡也没有发生破坏。反倾向边坡岩体在倾倒作用下在岩体内部首先产生一条折断面。目前一般认为，作为边坡变形-破坏发展的第二步是沿折断产生滑动，从而使大边坡发生崩溃性破坏。目前有少量的资料表明，折断面并不在边坡面上出露，而是伸展于坡脚内（照片 3.5.17）。在这种情况下，不可能产生滑动破坏，最可能的破坏方式仍是溃屈破坏。显然，对这个问题还研究得不够，还有待于深入研究才能做出符合实际的研究结果，故不能展开讨论。关于基本概念，请参看 179 页对倾倒变形破坏判据的讨论。



照片 3.5.17 反倾向边坡倾倒折断面伸展轨迹

（八） 板裂介质岩体地下洞室边墙围岩力学分析

绝大多数地下洞室都是圆拱直墙，且边墙高度有时大于跨度尺寸。在地应力作用下常出现板裂化。如此，其力学模型为溃屈模型。它的极限承载力为

$$P_{cr} = \frac{8EI\pi^2 - ql^3\sin\theta}{2l^2} \tag{3.5.56}$$

当 $\theta = 90°$ 时，

$$P_{cr} = \frac{8\pi^2EI - ql^3}{2l^2} \tag{3.5.56'}$$

例 1：碧口水电站左岸泄洪洞由千枚岩组成。岩层倾角 $\theta = 75°$，千枚岩单轴抗压强度 $\sigma_c = 12$MPa，弹性模量 $E_1 = 1 \times 10^4$MPa，$E_2 = 3 \times 10^4$MPa，$\mu_1 = 0.3$，$\mu_2 = 0.16$，隧洞中心地应力 $P_1 = 3.0$MPa，设计隧洞近圆形，$D = 1{,}290$cm，千枚岩单层厚 3cm，属正

交异性板裂结构岩体。施工过程中发生了塌方(图 3.5.23)，分析其破坏原因及防治措施。

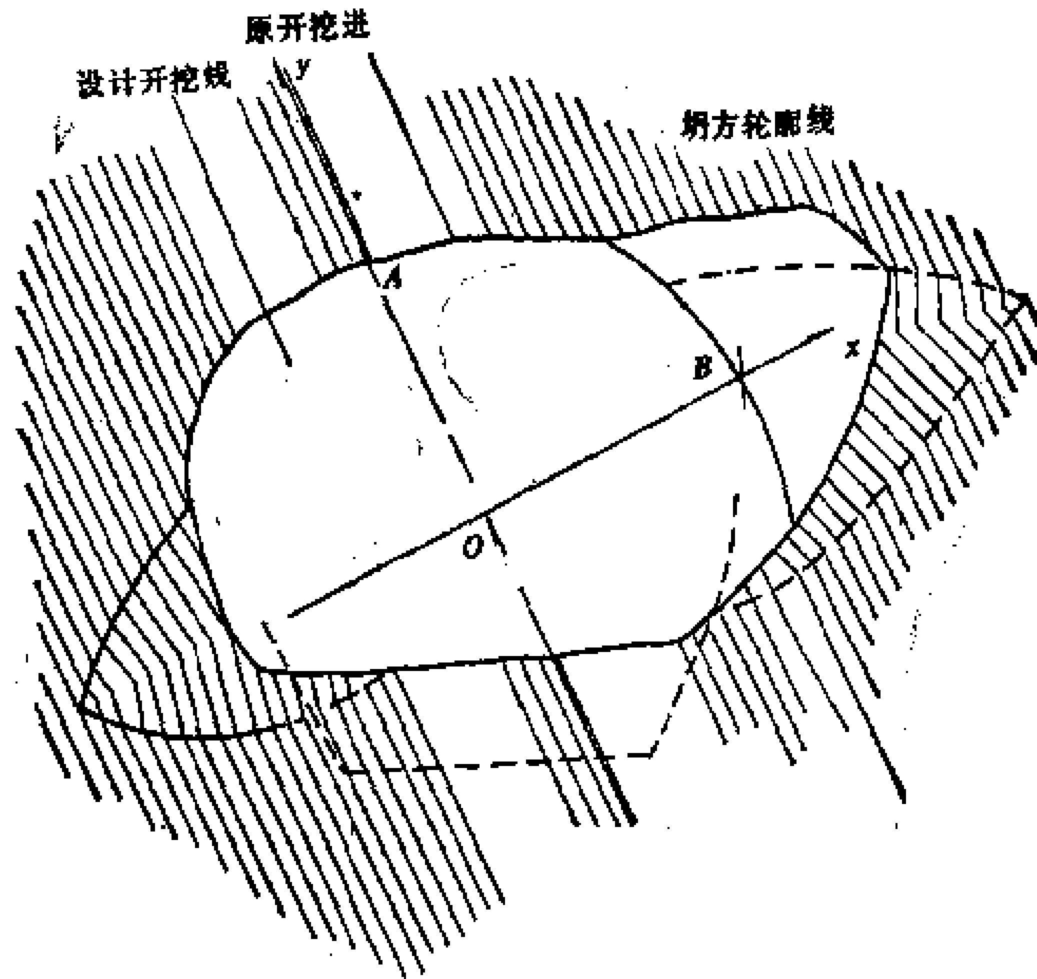


图 3.5.23 碧口电站左岸泄洪洞破坏素描

解：其力学模型可抽象为图 3.5.24 所示的模型。图 3.5.24 的力学模型实际上是各向异性介质力学问题。这个课题 C. Г. Лехницкий (1950) 解出在均匀地应力场条件下，在 x 轴上

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_{rx} &= P_q\left[1-\left(\frac{a}{r}\right)^{\beta}\right]+P_{ix}\left(\frac{a}{r}\right)^{\beta}\\
\sigma_{tx} &= P\left[1+\eta\left(\frac{a}{r}\right)^{\beta}\right]-\eta P_{ix}\left(\frac{a}{r}\right)^{\beta}
\end{aligned}\right\}
\tag{3.5.57}
$$

在 y 轴上

$$
\left.\begin{aligned}
\sigma_{ry} &= P_s\left[1-\left(\frac{a}{r}\right)^{\alpha}+P_{iy}\left(\frac{a}{r}\right)^{\alpha}\right]\\
\sigma_{ty} &= P_s\left[1+\frac{1}{\eta}\left(\frac{a}{r}\right)^{\alpha}\right]-\frac{1}{\eta}P_{iy}\left(\frac{a}{r}\right)^{\alpha}
\end{aligned}\right\}
\tag{3.5.58}
$$

式中 $\alpha=\sqrt{\frac{b_0}{c_0}}+1$，$\beta=\sqrt{\frac{c_0}{b_0}}+1$，$\eta=\frac{a_0\sqrt{\frac{c_0}{b_0}}-c_0}{a_0-\sqrt{b_0/c_0}}>0$，

$$
a_0=n_0\mu_1(1+\mu_2),\quad b_0=1-\mu_2^2,\quad c_0=n(1-n_2\mu_1^2),\quad n_0=\frac{E_2}{E_1}
\tag{3.5.59}
$$

P_{ix}，P_{iy} 为洞壁围岩受的内压。在施工时 $P_{ix}=P_{iy}=0$，据此求得围岩内应力分布示于图 3.5.25 中。

其中点 A 处　$\sigma_{ry}=0$，　$\sigma_{ty}=5.25\text{MPa}$，

　　点 B 处　$\sigma_{rx}=0$，　$\sigma_{tx}=7.0\text{MPa}$。

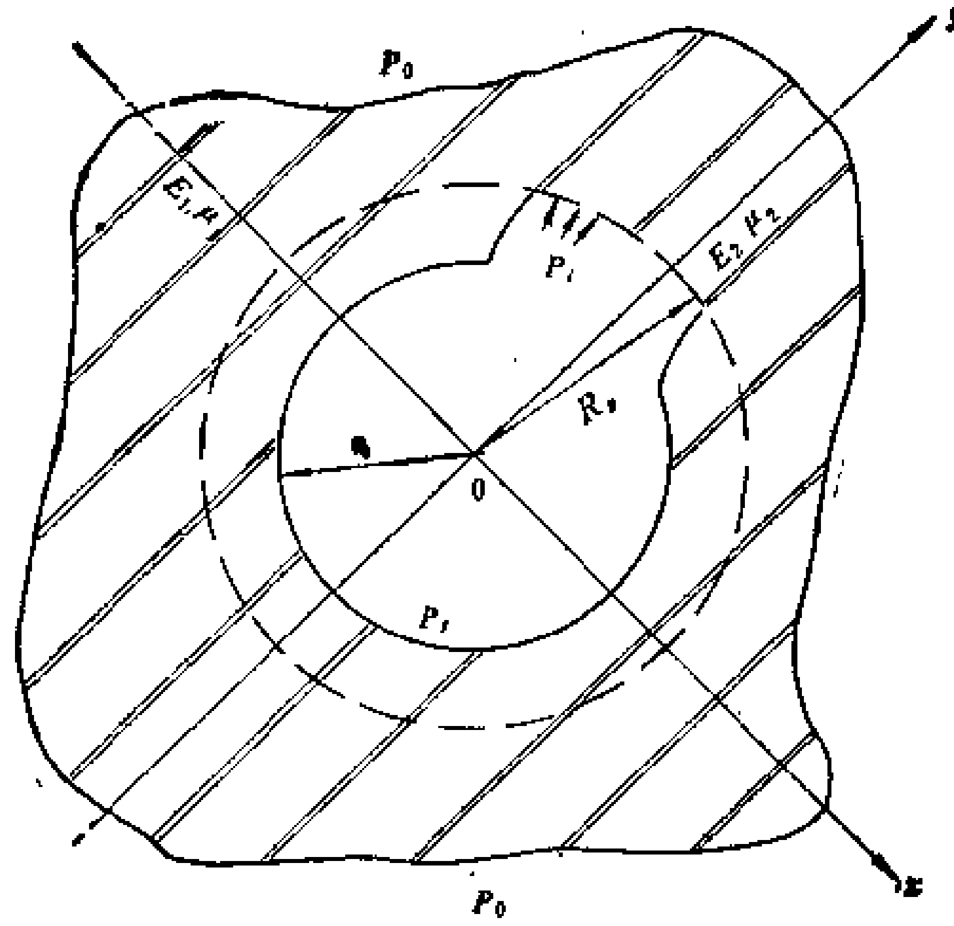


图 3.5.24 计算力学模型

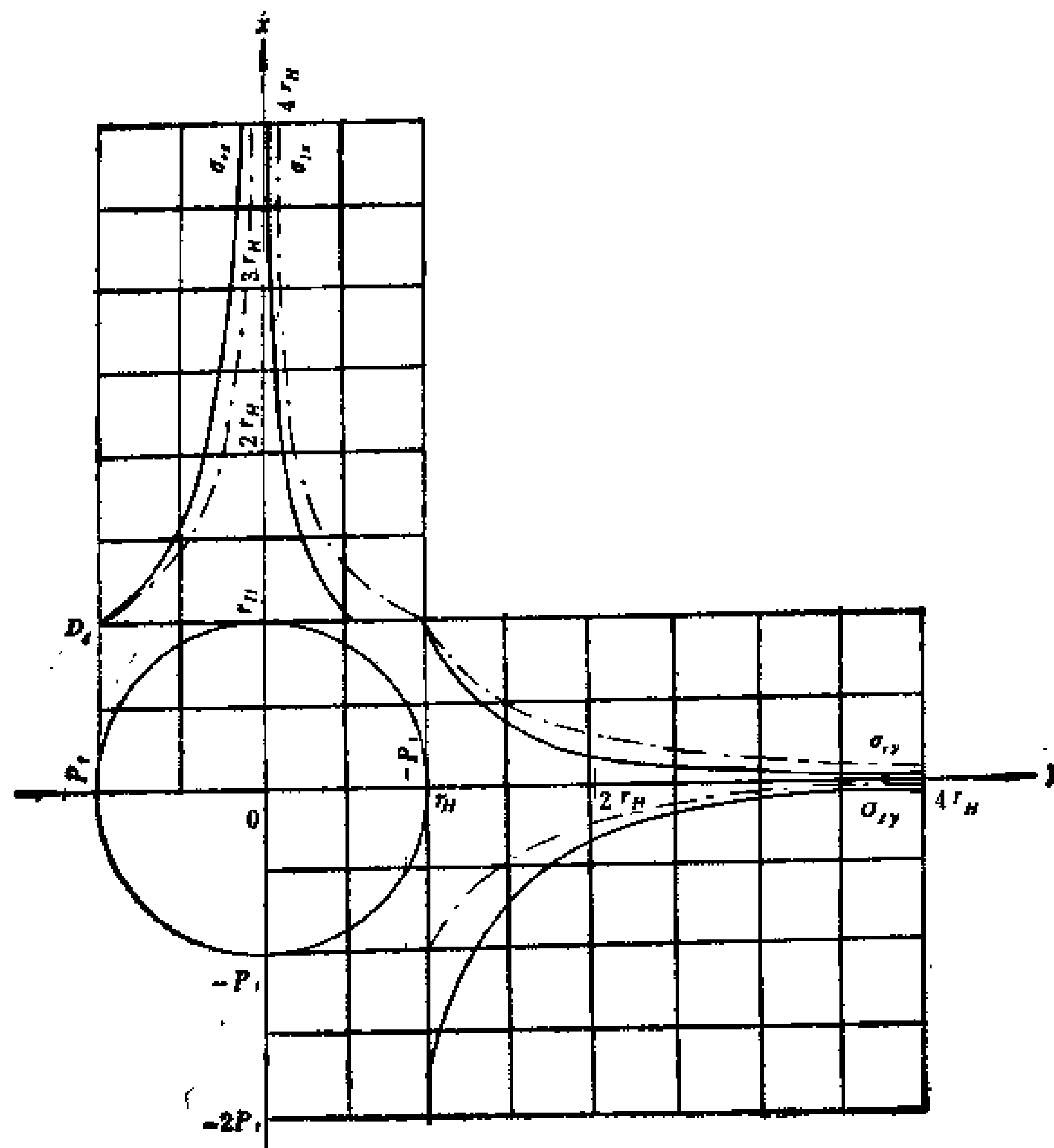


图 3.5.25 围岩内应力分布

根据材料张破裂破坏判据，对洞壁来说，其破坏判据为

$$\sigma_c \leqslant \sigma_t$$

或稳定性系数（η）

$$\eta = \frac{\sigma_c}{\sigma_t} \tag{3.5.60}$$

$$\eta_x = \frac{12}{5.25} = 2.3$$

$$\eta_y = \frac{12}{7} = 1.7$$

按材料强度，不应产生破坏。而实际上发生了塌方。著者认为，原因在于该围岩属于板裂介质，其破坏属于结构失稳。根据结构特征，取其弹性曲线方程为

$$y = a\left(1 - \cos\frac{2\pi x}{l}\right) \tag{3.5.61}$$

破坏判据为

$$P_{cr} = \frac{4\pi^2 EI}{l^2} - \frac{1}{2}ql\sin\theta \doteq -34\text{N} \tag{3.5.62}$$

计算结果表明，该洞壁围岩在自重作用下都不能自稳，显然是不稳定的。由于回弹作用而产生的作用在千枚岩层上的作用力根据弹性理论求得

$$P \doteq 1{,}000\text{N}$$

而前面的分析结果表明，板在自重作用下都不能维持自身稳定性，再加上切向回弹压力，必然发生破坏。

防止板裂体产生破坏的最有效措施是缩短板裂体自由段长度。由式（3.5.31）得

$$l^3 + \frac{2P_{cr}l^2}{q\sin\theta} - \frac{8EI\pi^2}{q\sin\theta} = 0 \tag{3.5.63}$$

解得

$$l \doteq 150\text{cm},$$

即锚固间距必须小于 150cm 才能防止洞壁破坏。

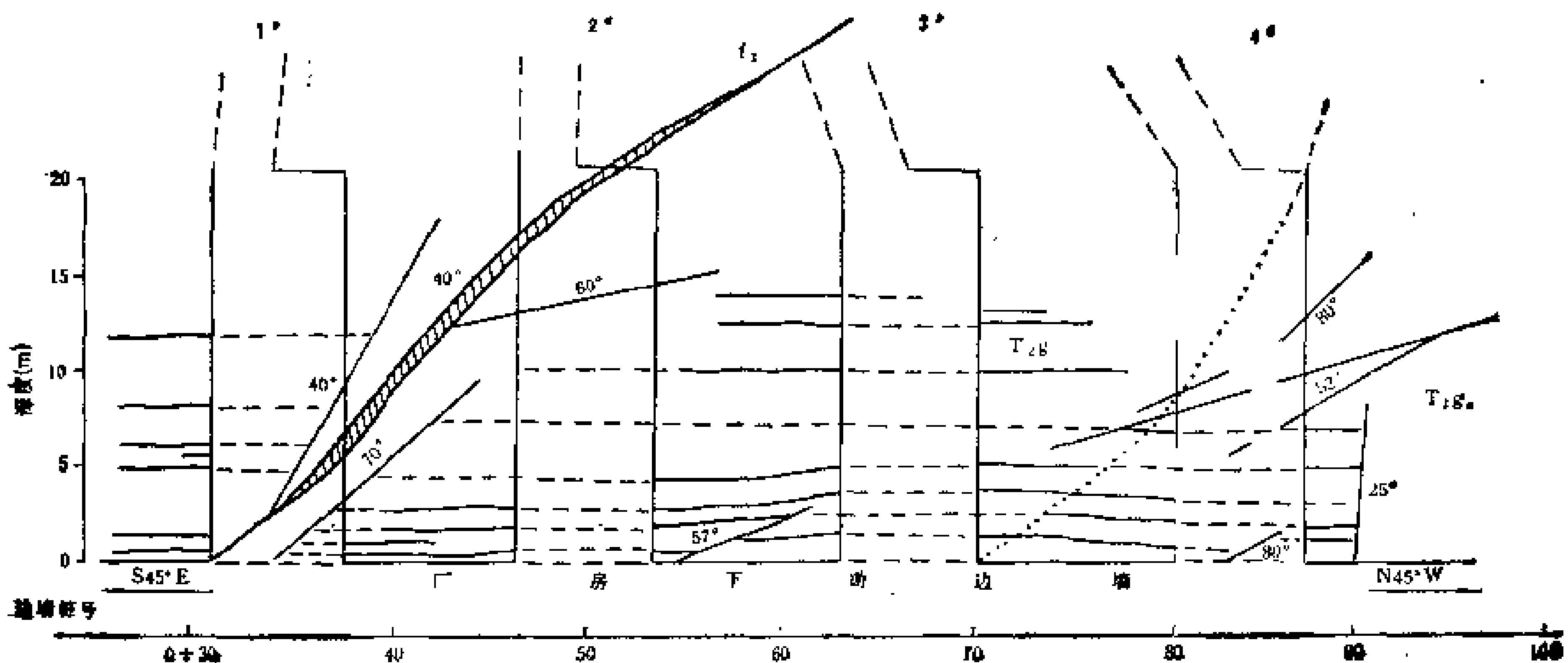


图 3.5.26　厂房母线洞 781.0高程地质切面图

例 2：贵州省境内鲁布格水电站地下厂房施工完后，开挖母线洞时发现，母线洞所在的岩体内存在有一系列的平行于地下厂房下游边墙洞壁的裂缝，这种现象在上游侧也存在。图（3.5.26）为母线洞内 761.0m 高程的切面图，图中展示了厂房洞壁围岩板裂化裂缝分布情况，图中实线是实测的，虚线是著者推断的。下面一些参数是杨子文高级工程师通信告诉著者的。

1. 地下厂房剖面形状为圆拱直墙，拱的半径为 9m，厂房跨度为 18m，边墙高 30 m，洞轴线走向为 N45°W，母线洞尺寸为 $8 \times 10m^2$。

2. 主厂房洞底标高为 744.6m，洞顶标高为 783.0m，地面标高为 1,100m，地下洞室埋深约为 320.0m。

3. 岩体中节理比较发育，一般与地下洞室轴线斜交，倾角大多为 70°，节理间距为 1—3m。

4. 地应力测量结果为[1]：$\sigma_1 = 14MPa$，N40°—60°W/∠10°—20°；$\sigma_2 = 12MPa$，S40°—60°W/∠40°—60°；$\sigma_3 = 4.5MPa$，N40°—50°E/∠10°—30°。

5. 岩体容重为 $2.7g/cm^3$。

6. 岩体弹性模量一般为 $E = 4 \times 10^4 MPa$，泊桑比 $\mu = 0.20$，单轴抗压强度 $\sigma_c = 80MPa$，抗拉强度 $\sigma_t = 5MPa$。

7. 洞壁收敛变形观测结果为最大 45mm，中部 15mm，安装间为 15mm。

8. 裂缝间距为第一条 1—3m，第二条 2—3m。

9. 厂房上游侧 2[#]及 4[#]叉管洞内喷层出现与母线洞内相同的裂隙，规模亦相当。

下面对这一现象产生的原因做一分析，同时也介绍一种分析这类地质工程问题的方法。

模型试验结果表明，在高地应力作用下，高边墙地下洞室边墙围岩内部变形不是连续的，而是在切向力作用下围岩发生开裂和板裂化，板裂化形成的板条在轴向力和自重力作用下产生弯曲变形，这种弯曲变形受板裂化形成的板条长度和截面尺寸控制。因此，近洞壁围岩板裂化形成的板条长度比内部长，其弯曲变形也大于内部的。随此，在边墙围岩内便产生空化（照片 3.5.14）。这和在轴向压力作用下产生张破裂一样，是受极限张应变控制的，高边墙地下洞室边墙围岩，由于板裂化形成的板条具有板柱力学特性，因此其变形除有材料变形外，还有板条弯曲变形成分。当边墙围岩板裂化形成的板条弯曲变形超过洞壁围岩材料极限回弹变形时，便引起围岩产生板裂化开裂。洞壁围岩卸荷回弹变形可以很方便地利用数值分析法求得解答。

关于洞壁围岩板裂化后产生的弯曲变形目前尚无成熟的分析方法。著者在下列假设条件下建议了一种近似的简化分析方法，基本上是可用的。著者提出的假设条件是：

（1）板裂化形成的板条厚度受节理间距控制；

（2）在切向应力作用下平行于板条方向节理开裂，垂直于板条方向节理呈闭合状态，板条弯曲变形可以视为连续变形；

（3）由于围岩板裂化，因此板条变形只受洞壁围岩内切向力及自重力作用，径向应力不起作用；

1）引自水电部昆明勘测设计院科学研究所，岩体应力测量技术初步评述，1982。

(4) 板裂化形成的板条弯曲变形极限条件控制于拱顶切向回弹变形(力)与板条缩短变形(力)的平衡条件(图 3.5.27)，即

$$\Delta = 2U_{ym} \tag{3.5.64}$$

式中 U_{ym} 为拱顶围岩回弹变形，Δ 为板条缩短变形。

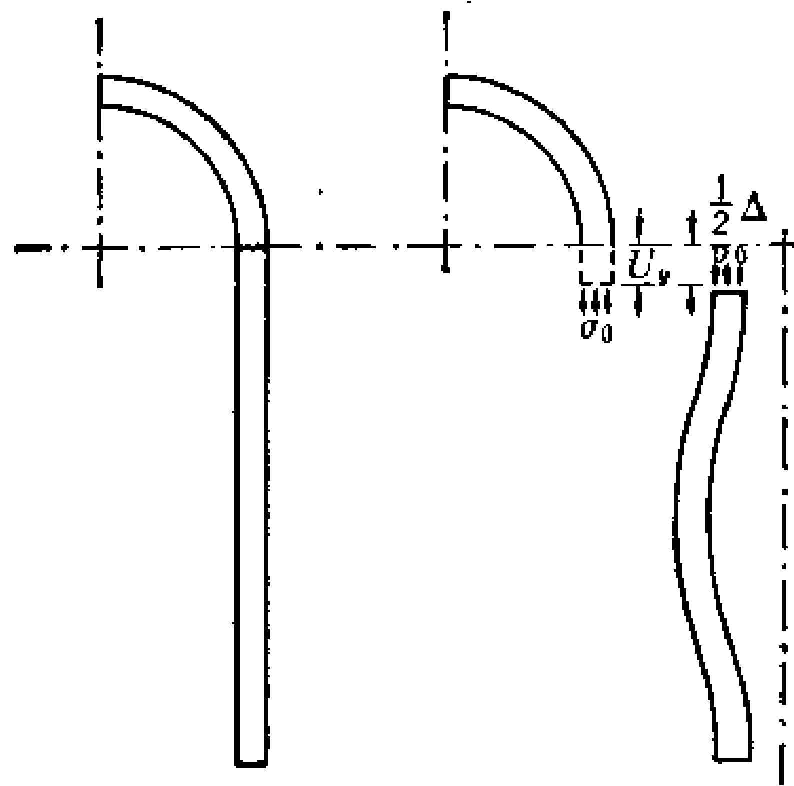


图3.5.27 洞壁围岩板条弯曲变形的力学模型

根据上列条件和模型试验的启示，著者和黄运飞建立了"拱条模型"分析板裂介质和板裂化岩体变形。拱条模型结构示于图 3.5.27。现以鲁布格资料为例做简化分析。

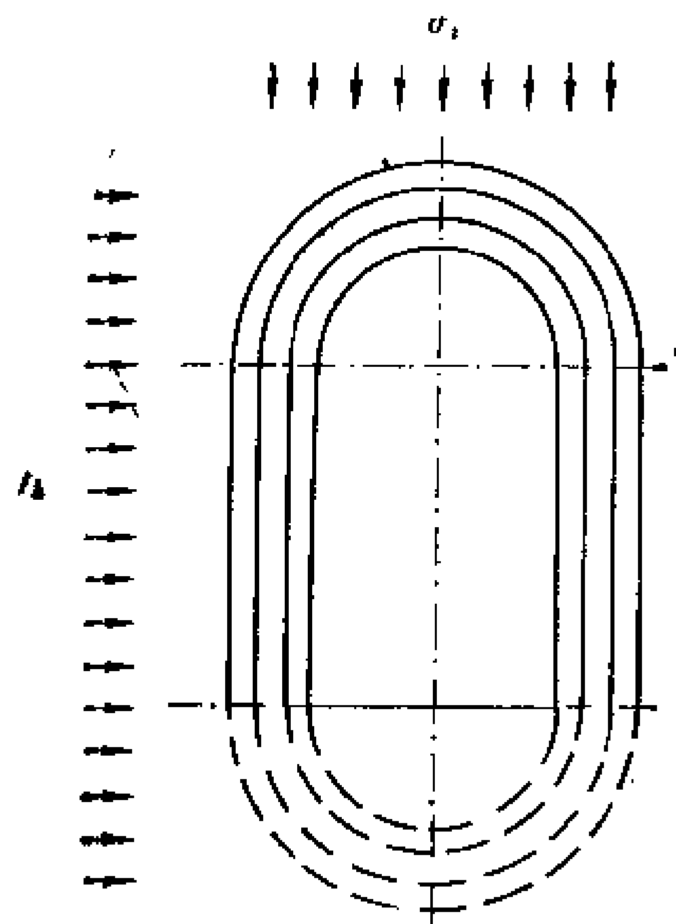


图 3.5.28 板裂化地下洞室围岩力学作用模型——拱条模型

1. 拱条力学模型的假设条件

(1) 地下洞室围岩可视为由图 3.5.28 所示的洞顶围岩由拱条、边墙围岩由板条组成的岩体结构;

(2) 在切向方向上拱条和板条在结构上是连续的;在径向方向上在结构上是不连续的,即具有抗压,抗弯能力,不具有抗拉能力;

(3)开挖前岩体内应力分布是连续的;开挖后,受压区应力分布仍是连续的,拉应力区切向力仍是连续传递,径向应力不一定连续传递。

此外,对圆拱直墙地下洞室,著者建议采用椭圆形洞形做应力近似计算分析。

2. 应 力 分 析

对鲁布格地下厂房来说,考虑到 $P_{h_1}=\sigma_1$, $P_{h_2}=\sigma_3$, 其倾角皆为 10°—20°, 故取 $P_z=\sigma_2$, 倾角近垂直,以简化计算。据此,洞壁切向应力 σ_θ 为:

$$\sigma_\theta=\frac{(a+b)^2(P_z-P_{h_2})\sin^2\theta-b^2(P_z-P_{h_2})+2abP_{h_2}}{(a^2-b^2)\sin^2\theta+b^2} \tag{3.5.65}$$

式中 $a=24\text{m}$, $b=9\text{m}$, $P_z=12\text{MPa}$, $P_{h_2}=4.5\text{MPa}$,
则

$$\sigma_\theta=\frac{8167.5\sin^2\theta+1.337}{495\sin^2\theta+81}$$

对洞壁中部, $\theta=0°$, 则 $\sigma_\theta=16.5\text{MPa}$

拱脚处, $\theta\doteq30°$, 则 $\sigma_\theta=16.5\text{MPa}$

拱顶处, $\theta=\pi/2$, 则 $\sigma_\theta=16.5\text{MPa}$

3. 洞壁围岩稳定性分析

边墙稳定性可以从两方面来研究:

(1) 岩体强度判据,即

$$\eta=\frac{\sigma_c}{\sigma_\theta} \tag{3.5.66}$$

室内试验求得岩块抗压强度 $\sigma_c=80\text{MPa}$, 则

$$\eta=4.8$$

显然,洞壁不会发生破坏现象。

(2)板条稳定性判据。板条失稳时,其弯曲变形 $y\to\infty$, 根据式(3.5.72)可得到临界载荷为

$$P_{cr}=\frac{\pi^2EI}{l^2}-\frac{1}{2}ql \tag{3.5.67}$$

$$=31\text{MN}$$

而板条上作用力

$$P=bh\sigma_0=16.5\text{MN}$$

则

$$\eta = \frac{31}{16.5} = 1.9$$

仍属稳定。故洞壁不会出现破坏，分析结果与实际相符。

4. 洞壁变形分析

下面进一步研究边墙变形。边墙变形由两部分组成，即 $U_x = y + U_{xm}$，U_{xm} 为洞壁围岩材料变形，y 为板裂化形成的板条弯曲变形。后者系在式(3.5.64)条件下形成的轴向力及自重作用下产生的。

设作用于板条上的轴向力具有偏心 e，则板条除受有轴向力 P 外，还受有偏心力偶 $M = eP$。利用能量平衡条件可以得到如下平衡方程，

$$\int_0^l \frac{1}{2} EI(y'')^2 dx - \int_0^l \frac{1}{2} P(y')^2 dx$$

$$= \int_0^l \frac{1}{2} ql \sin\alpha(l - x)(y')^2 dx + \int_0^l q\cos\alpha y dx + My'|_{x=l} \quad (3.5.68)$$

弹性曲线方程取为

$$y = a_1 \sin\frac{\pi x}{l} + a_2\left(1 - \cos\frac{2\pi x}{l}\right) \quad (3.5.69)$$

由式(3.5.68)及(3.5.69)解得：

$$a_2 = \frac{\left(\frac{8}{3\pi} - \frac{\pi}{4}\right) ql\cos\alpha - \frac{4\pi}{3l}M}{2\left(\frac{16}{9} - \pi^4\right)EI\left(\frac{\pi}{l}\right)^3 - \left(\frac{16}{9} - \frac{\pi^2}{4}\right)\left(2P\frac{\pi}{l} + q\pi\sin\alpha\right)} \quad (3.5.70)$$

$$a_1 = \frac{4}{\pi}\left[\frac{\frac{2l}{\pi}q\cos\alpha - \frac{\pi}{l}M}{2EI\left(\frac{\pi}{l}\right)^3 - 2P\frac{\pi}{l} - q\pi\sin\alpha} - \frac{4}{3}a_2\right] \quad (3.5.71)$$

式(3.5.70)，(3.5.71)中 $P = A\sigma_0$，A 为板条截面积，σ_0 为板条产生缩短变形时受到的应力。对边墙来说，$\alpha = 90°$，$\cos\alpha = 0$，$\frac{x}{l} = \frac{1}{2}$ 处变形最大，则

$$y_{max} = a_1 + 2a_2 \quad (3.5.72)$$

因为边墙板条的平衡必须满足式(3.5.64)条件，式(3.5.64)中板条缩短量 Δ 为

$$\Delta = \int_0^l \frac{1}{2}(y')^2 dx \quad (3.5.73)$$

将式(3.5.69)代入式(3.5.73)解得

$$\Delta = \frac{1}{4}\frac{\pi^2 a_1^2}{l} + \frac{\pi^2 a_2^2}{l} + \frac{8}{3}\frac{\pi a_1 a_2}{l} \quad (3.5.74)$$

根据拱条模型假定，洞顶拱条伸长量为 U_{ym}，则

$$U_{ym} = \frac{1 - \mu^2}{2E}\pi R(\sigma_\theta - \sigma_0) \quad (3.5.75)$$

将式(3.5.74),(3.5.75)代入式(3.5.64),且取偏心距 $e=0.25\frac{r^2}{c}$, $r^2=\frac{I}{A}$, 解得

$$\sigma_0 = 16.44\text{MPa}$$

据此计算得板条最大弯曲变形

$$y_{max} = 2.27\text{cm}$$

用边界元法解得洞壁端的平均变形为

$$\delta = 0.019\text{cm}$$

由此求得洞壁最大收敛变形

$$U_x = 2(y_{max} + \delta) \doteq 4.6\text{cm}$$

此值与实测结果比较接近。

5. 板裂化开裂分析

前面著者曾提出洞壁出现板裂的条件是板条弯曲变形 y 超过了洞壁围岩极限张应变所能承受的回弹变形 $U_{x,m,L}$, 即

$$(y + U_{x,m}) > U_{x,m,L} \tag{3.5.76}$$

式(3.5.76)又可改写为

$$\Delta U = U_{x,m,L} - (y + U_{x,m}) \tag{3.5.77}$$

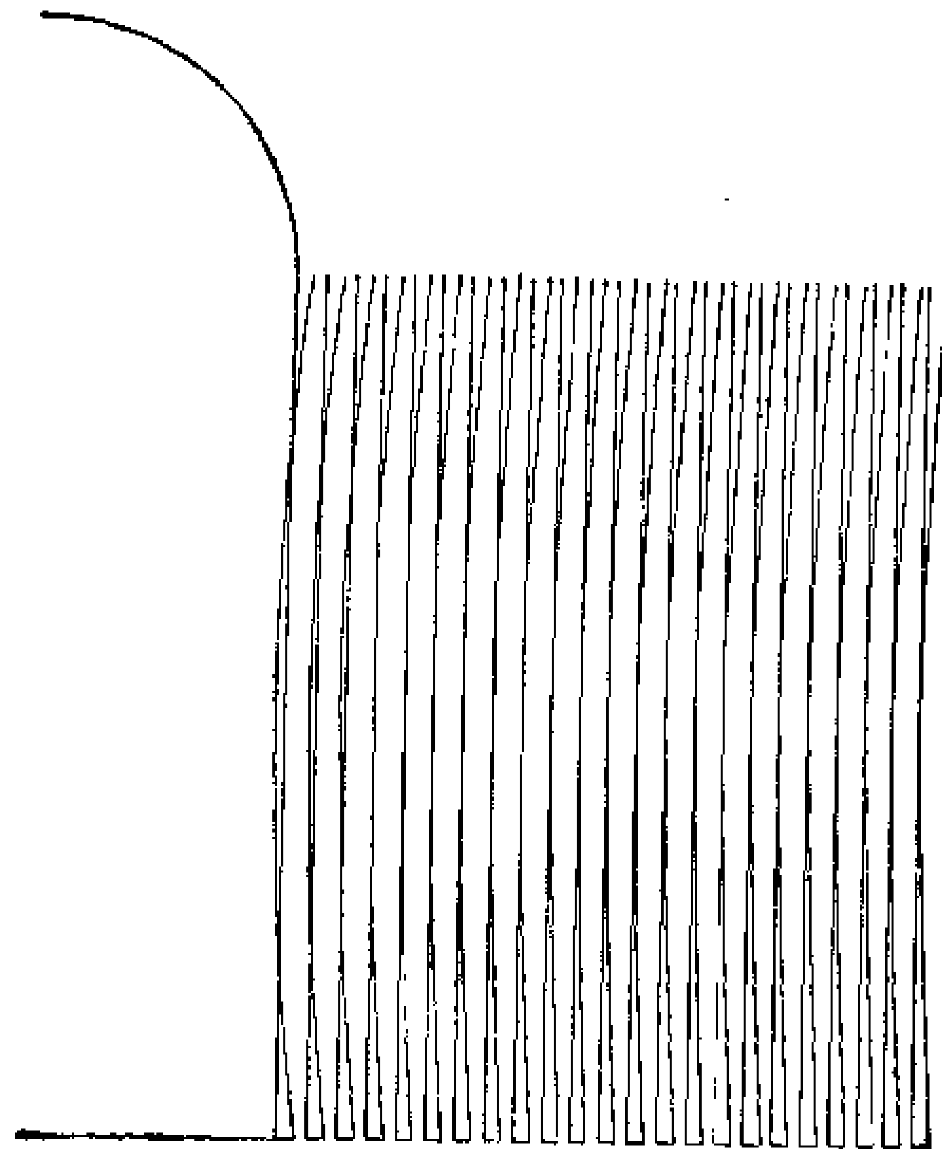


图 3.5.29 洞壁围岩开裂深度计算结果

式 (3.5.77) 表明，当 ΔU 为 (一) 值时便产生开裂。对鲁布格电站计算结果示于图 (3.5.29)。图 (3.5.29) 表明,开裂深度约为 12m 左右。野外现场实测到的开裂深度约为 11—13m。

(九) 板裂介质岩体地基力学分析

近水平的板裂结构岩体构成的坝基，很容易以板裂介质岩体力学作用方式威协着坝基稳定性。如图 3.5.30 所示，在水压力形成的水平力作用下，板裂体受水平推力 P。且近地面处推力最大,更为危险。在葛洲坝电站建设中,曾对这个问题进行过大尺寸原位抗力体试验研究,试验结果表明,抗力体受力后,经历过如下变形过程到达破坏。① 岩体水平压缩变形；② 抗力体岩层沿弱面滑动；③ 抗力体岩层拱曲；④ 抗力体末端弯折剪切；⑤ 滑动破坏。这是一个很好的坝基岩体溃屈破坏试验。

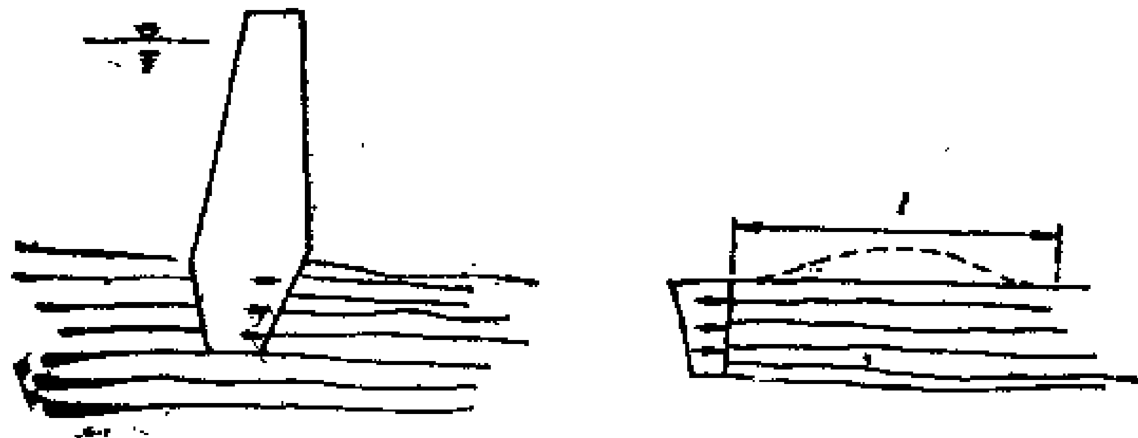


图 3.5.30　板裂岩体坝基力学模型

理论分析和试验结果一致表明，近水平层状板裂结构岩体对岩体的威胁主要来自:

① 在水平推力作用下板裂岩体产生溃屈破坏;

② 在水平推力作用下产生压缩变形。

坝基对水平岩层作用的推力可由坝体受力条件分析给出。如图 3.5.31 所示坝体受力作用给出水平分布应力为 P_i。设下游板裂介质岩体单层骨架层受力 P 为

$$P = hP_i$$

式中 h 为板裂介质岩体骨架层厚度。而单层厚度为 h 的板裂岩体溃屈极限载荷可用

$$P_{cr} = \frac{4EI\pi^2}{l^2} \tag{3.5.78}$$

来分析。因为 ① 作用于板上的端部载荷由层间摩擦而消耗; ② 上式中有效溃屈板长 l 不能采用无限大,而应采用

$$l = \frac{P_i h}{\sigma_n \operatorname{tg}\phi_i + c_i} \tag{3.5.79}$$

式中 $\sigma_n = \gamma H$, H 为包括厚度为 h 在内的计算板在内的上覆岩层厚度。如此,将式(3.5.79)代入式 (3.5.78)，得

$$P_{cr} = \frac{4EI\pi^2}{(P_i h)^2}(\gamma h \operatorname{tg}\phi_i + c_i)^2 \tag{3.5.80}$$

如用上式算得 $P_{cr} > P_i h$ 时，则将产生溃屈破坏,而 $P_{cr} < P_i h$ 时，则不会出现溃屈破坏。

但这时仍可由于产生推挤压缩 δ 和板裂体弯曲缩短变形 Δ 过大或各点变形差异而出现破坏。其水平推挤变形为

$$u = \delta + \Delta \tag{3.5.81}$$

式中 δ 为材料压缩变形。

$$\delta = \frac{P_i^2 h}{2E(\gamma h \operatorname{tg}\phi_i + C_i)} \tag{3.5.82}$$

式中 Δ 为板裂体缩短量。

$$\Delta = \frac{\pi^2 a^2}{l}$$

$$a = \frac{ql^4}{2P\pi^2 l^2 - 8EI\pi^4} \tag{3.5.83}$$

式 l 由式(3.5.79)决定。

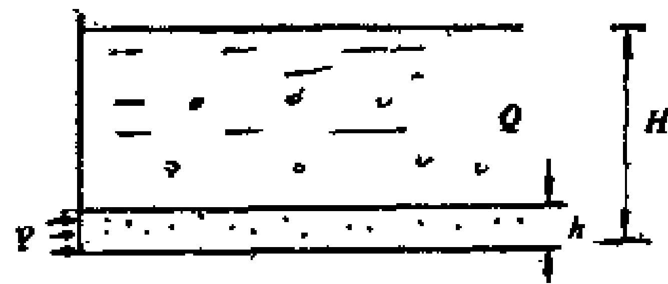


图 3.5.31 有覆盖层条件下溃屈力学模型

(十) 矿山采场板裂介质顶板力学分析

矿山采场特别是煤炭矿山采场顶板最常见的岩体结构系板裂结构。当单层岩层厚度

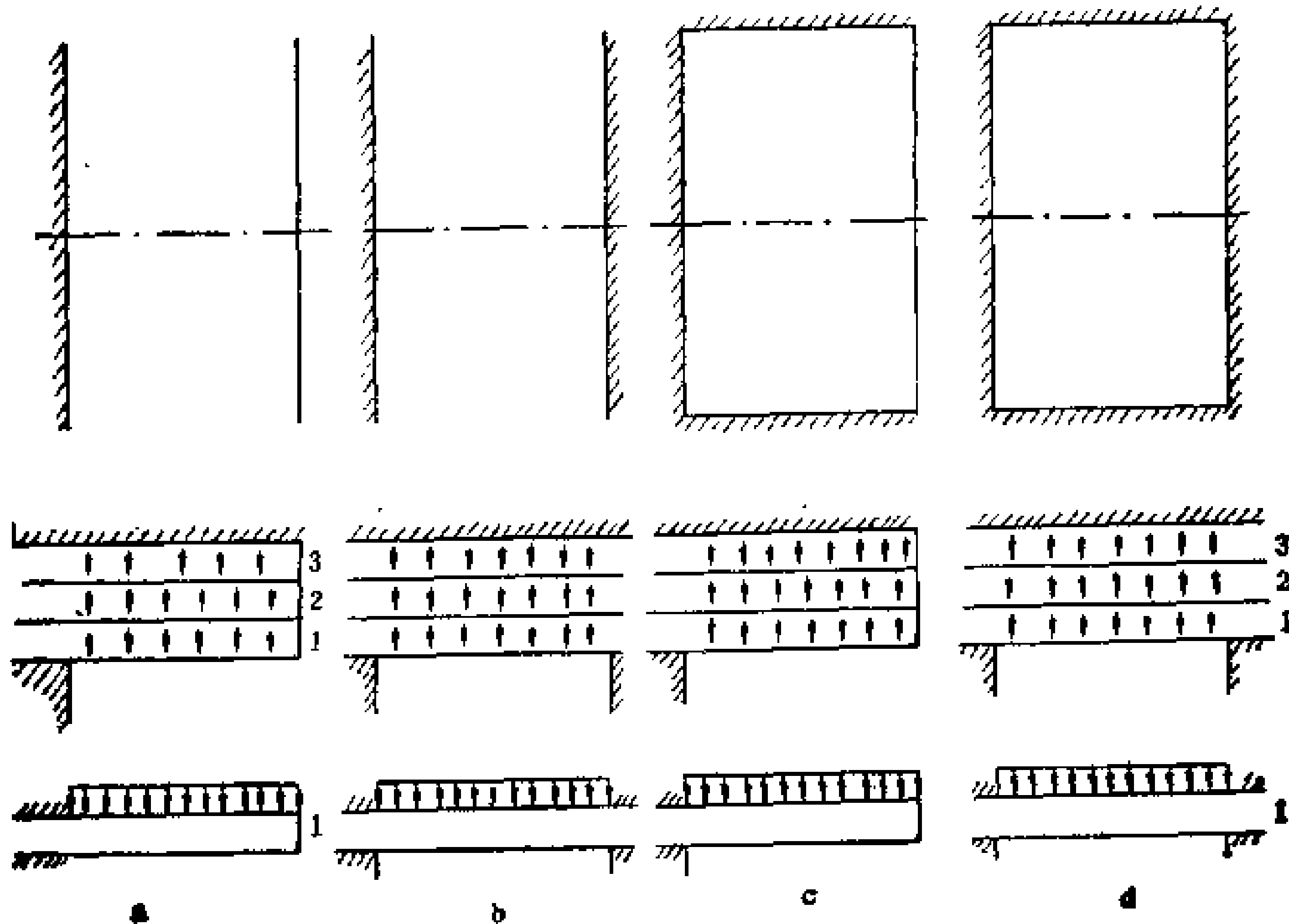


图 3.5.32 板裂介质岩体采场岩体力学模型

小于采场最小空间的 1/10 时，它将具有板裂介质岩体力学介质特征。这种力学介质岩体在开采的不同阶段将构成不同的力学模型。常见的有如图 3.5.31 所示的四种力学模型，如

（1）悬臂梁力学模型(图 3.5.32a)；

（2）固定端梁力学模型(图 3.5.32b)；

（3）三边固定一边自由的悬板力学模型(图 3.5.32c)；

（4）固定端顶板力学模型(图 3.5.32d)。

应当注意，大多数岩体是发育有节理的，但也要注意到，它是处于一定水平地应力环境中的。节理大多处于一定的愈合状态下。实际上，在地下卸荷带(约 50—100m)以下坚硬结构面的作用已消失，而软弱结构面仍起作用，故骨格层具有连续介质特点。据此，著者认为，板裂结构体可以作为连续介质材料看待。这样，上列四种力学模型大体上可以运用材料力学和结构力学理论来处理。兹将有的力学公式引用如下：

1. 悬臂梁模型的岩体力学分析

其力学模型如图 3.5.33 所示岩层构成的悬臂梁荷载为自重。设板厚为 h，单宽、单厚的梁片重为 $q = \gamma h$。最大弯矩发生在固定端根部

$$M_{max} = \frac{ql^2}{2} = \frac{\gamma h l^2}{2} \tag{3.5.84}$$

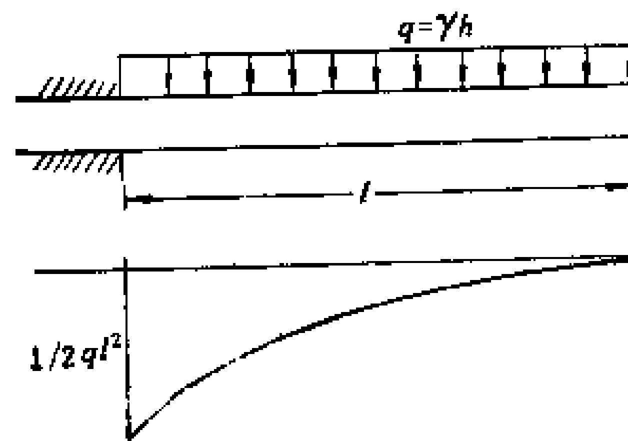


图 3.5.33　悬板力学模型

其破坏控制于抗拉强度 σ_t

$$\sigma_{max} = \frac{M_y}{I} = \frac{\frac{\gamma h l^2}{2} \cdot \frac{h}{2}}{\frac{h^3}{12}} = \frac{3\gamma l^2}{h} = \sigma_t \tag{3.5.85}$$

如果 σ_t 已知，则自重冒落的最小长度为

$$l_{cr} = \sqrt{\frac{\sigma_t h}{3\gamma}} \tag{3.5.86}$$

例：某煤矿顶板由砂岩组成，单层厚 $h = 4$ m，抗拉强度 $\sigma_t = 1.5$MPa，砂岩容重 $\gamma = 2.6g/cm^3$，回采采用长壁采煤法，工作面长 140m，求产生冒落的最小长度。

解：$\gamma = 2.6 \times 100^3 \div 1,000 = 2,600 kg/m^3$

$\sigma_t = 1.5MPa = 15kg/cm^2 = 15 \times 100^2 kg/m^2$

$$l_{cr} = \sqrt{\frac{150,000 \times 4}{3 \times 2,600}} = \sqrt{\frac{200,000}{2,600}} = \sqrt{200} = 8.8m$$

2. 固定端梁板模型岩体力学分析

如图 3.5.34 所示，最大弯矩发生在两端部

$$M_{max} = \frac{1}{12} ql^2 \tag{3.5.87}$$

$$\sigma_{max} = \frac{My}{I} = \frac{1}{2} \frac{\gamma l^2}{h^2} = \sigma_t \tag{3.5.88}$$

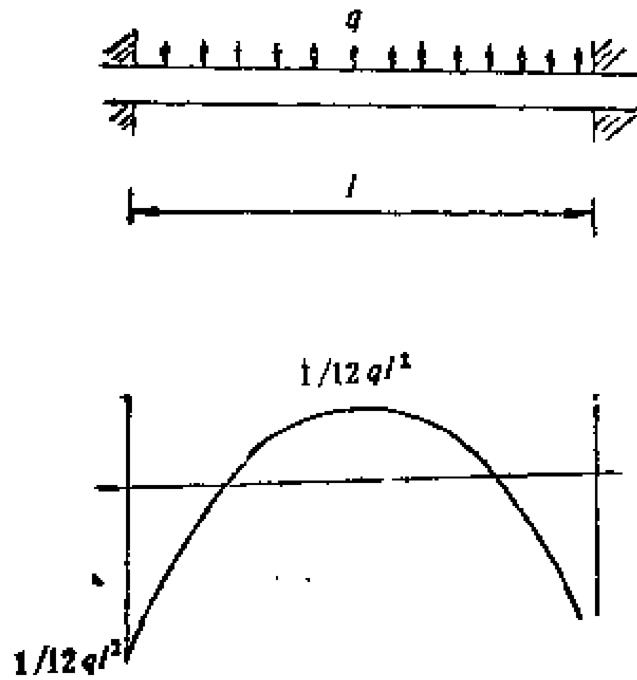


图 3.5.34　固定端梁板力学模型

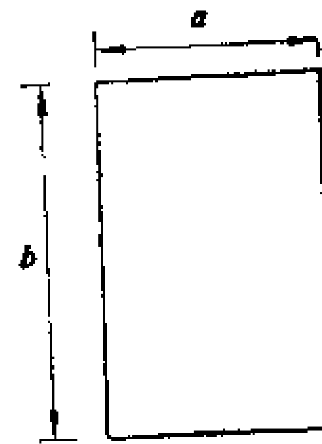


图 3.5.35　四边固定端力学模型

产生冒落的最小长度为

$$l_{cr} = \sqrt{\frac{2\sigma_t h^2}{\gamma}} \tag{3.5.89}$$

例：某长壁采煤工作面长 140m，顶板为板裂介质岩体，单层岩层厚 $h = 4$m，容重 $\gamma = 2.6g/cm^3$，岩体抗拉强度为 15MPa，试计算开切眼自重冒落的最小宽度。

解：工作面长 140 m，开切眼中部可以视为固定端梁。$\sigma_t = 15 \times 100^2 kg/m^2$，$\gamma = 2{,}600 kg/m^3$

$$l_{cr} = \sqrt{\frac{2 \times 15 \times 100^2 \times 4}{2{,}600}} = 21.5m$$

3. 四边为固定的顶板模型力学分析

其力学模型如图 3.5.35 所示，S. 铁摩辛柯（1979）给出了这个课题的解。板中心的挠度为

$$\delta = \alpha \frac{qa^4}{Eh^3} \tag{3.5.90}$$

绝对值最大弯矩发生在板的长边中点

$$|M_{max}| = \beta qa^2$$

式中 a 为板的短边；α, β 为形状系数，即$\frac{b}{a}$值所决定的系数。在自重作用下受均布载荷的固定边矩形板的常数，S. 铁摩辛柯（1979）给出了计算结果，示于表 3.5.4

最大地应力

表 3.5.4 受均布载荷的固定边矩形板的常数

b/a	1.00	1.25	1.5	1.75	2.00	∞
α	0.0138	0.0199	0.0240	0.0264	0.0277	0.0284
β	0.0513	0.0665	0.0757	0.0806	0.0829	0.0833

$$\sigma_{max} = \frac{6}{h^2} M = \frac{\beta\gamma a^2}{h} \tag{3.5.91}$$

极限平衡条件为

$$\sigma_{max} = \sigma_t$$

冒落的最小跨度为 a_{min}

$$a_{min} = \sqrt{\frac{h\sigma_t}{\beta\gamma}} \tag{3.5.92}$$

例：长壁采煤工作面长为 120m，顶板由砂岩组成，单层岩层厚为 4m，容重 $\gamma = 2.6g/cm^3$，抗拉强度 $\sigma_t = 1.5$ MPa，弹性模量 $E = 2 \times 10^4$MPa，试求开切眼自重冒落的最小宽度为多少？冒落前最大变形为多少？

解：$\sigma_t = 1.5\text{MPa} = 15 \times 100^2\ \text{kg/m}^2$，$\gamma = 2.6\text{g/cm}^3 = 2{,}600\ \text{kg/m}^3$，$E = 2 \times 10^4$ MPa $= 20 \times 108\text{kg/m}^2$。先用 $\frac{b}{a} = \infty$，$\beta = 0.0833$

$$a_{min} = \sqrt{\frac{4 \times 15 \times 10^4}{0.0833 \times 7{,}600}} = 52\text{m}$$

则 $\frac{b}{a} = \frac{120}{52} = 2.3 > 2$

冒落前最大挠度为

$$\delta_{max} = \alpha \frac{qa^4}{Eh^3} = \alpha \frac{\gamma a^4}{Eh^2}$$

查表得 $\alpha = 0.0284$，所以

$$\delta = 0.0284 \times \frac{2{,}600 \times (52)^4}{20 \times 10^8 \times 4^2} = 16.87\text{mm}$$

参　考　文　献

工程地质研究室，1976，岩体工程地质力学的基础和方法，岩体工程地质力学问题，科学出版社，1—45。
马科斯·怀斯编，1984，地球的应力，科学出版社，1—151。
山口裕太郎、西松裕一著，黄世衡译，1982，岩石力学基础，冶金工业出版社，34—48。
王思敬，1976，赤平极射投影方法及其应用，岩体工程地质力学问题，科学出版社，83—113。
王思敬、杨志法、刘竹华著，1984，地下工程岩体稳定分析，科学出版社，1—282。
王靖涛，1982，水压致裂测量地应力的断裂力学方法，岩土力学第3卷，第1期，1—12。
中华人民共和国水利电力部科学研究所、中国科学院地质研究所著，1974，水利水电工程地质，科学出版社，1—91。
中国科学院地质研究所、国家地震局地质研究所著，1980，华北断块区的形成与发展，科学出版社，1—368。
长江规划流域办公室，1982，岩石坝基工程地质，水利电力出版社，134—171。
白世伟、李光煜，1982，二滩水电站坝区岩体应力场研究，岩石力学与工程学报，第1卷，第1期，45—57。
白世伟、朱维申、王可均，1983，在地应力区与一个大型地下电站有关的若干岩石力学问题，岩石力学与工程学报，第2卷，第1期，33—41。
古德曼，R. E. 著，北方交通大学隧道与地质教研室译，1980，不连续岩体中的地质工程方法，中国铁道出版社，105—119。
石金良，1983，高地应力区岩石的脆性破裂，全国首届工程地质学术会议论文选集，科学出版社，178—181。
刘宝琛编著，1982，矿山岩体力学，湖南科学技术出版社，59—104。
孙广忠，1978a，岩体力学工作的理论基础，岩体工程地质力学问题（二），科学出版社，58—69。
孙广忠、周瑞光，1978b，论岩体强度分析，岩体工程地质力学问题（二），科学出版社，70—76。
孙广忠、赵然惠，1978c，软弱夹层稳定性分析原理及方法，岩体工程地质力学问题（二）科学出版社，77—89。
孙广忠，1978d，论岩体工程地质力学基础，岩石力学，第1期，15—29。
孙广忠、周瑞光、陈诗才，1979，锯齿状结构面力学效应实验研究，地质科学，第2期，157—167。
孙广忠，1979，论爬坡角，水文地质工程地质，第6期，1—3。
孙广忠，1980a，论岩体力学的地质基础，煤炭学报，第4期，26—36。
孙广忠，1980b，论岩体结构的力学效应，岩石力学，第2期，37—44。
孙广忠，1980c，论岩体力学介质，地质科学，第2期，178—185。
孙广忠，1980d，关于岩体特性和岩体力学问题，水文地质工程地质，第2期，6—7。
孙广忠、周瑞光，1980，岩体变形和破坏机制的结构效应，地质科学，第4期，363—377
孙广忠、周瑞光、郭志，1980，碎裂沉积岩体强度与结构关系，工程勘察，第4期，8—11。
孙广忠等，1980，软弱夹层抗剪试验中法向压力问题，水文地质工程地质，第4期，32—34。
孙广忠等，1981a，关于软弱夹层的力学特性，水文地质工程地质，第1期，1—4。
孙广忠等，1981b，软弱结构面的工程力学效应，工程勘察，第6期，56—59。
孙广忠，1982a，中国地质学会工程地质专业委员会首届岩体力学座谈会综述，水文地质工程地质，第2期，1—5。
孙广忠，1982b，碎裂岩体变形参数分析，水文地质工程地质，第5期，29—31。
孙广忠，1982c，论岩体结构力学效应-岩体结构力学原理，中国科学院地质研究所地质科研成果选集(一)，文物出版社，338—349。
孙广忠，1982d 岩体结构是岩体力学分类的地质基础，第一届全国矿山岩体力学会议论文选集，冶金工业出版社，25—38。
孙广忠等，1982e，岩体力学直接剪试验中若干问题，岩体工程地质力学问题（四），科学出版社，89—127。
孙广忠等，1982f 劈岭工程边坡稳定性岩体力学研究，岩体工程地质力学问题（四），科学出版社，1—88。
孙广忠，1983a，岩体力学观念探讨，全国首届工程地质学术会议论文选集，科学出版社，128—133。
孙广忠，1983b，岩体力学基础，科学出版社，1—240。
孙广忠、林文祝，1983，结构面闭合变形法则及岩体弹性变形本构方程，地质科学，第2期，177—180。
孙广忠、周瑞光，1983，粘土岩力学性质的结构效应，岩石力学与工程学报，第2卷，第1期，84—88。
孙广忠，1984a，论岩体力学模型，地质科学，第4期，423—428。
孙广忠，1984b，岩体压缩变形的本构规律，岩体工程地质力学问题(五)，科学出版社，33—47。
孙广忠，1985a，论岩体结构力学原理，工程地质力学研究，地质出版社，29—47。
孙广忠，1985b，工程地质-岩体力学-地质工程问题，工程勘察，第1期，35—38。
孙广忠、郭志，1985，岩体破坏机制和力学特性的围压效应，水文地质工程地质，第4期，45—47。
孙广忠、张文彬，1985，一种常见的岩体结构——板裂结构及其力学模型，地质科学，第3期。
孙广忠等，1986，岩土工程测试技术，中国建筑工业出版社，318—384。
孙玉科、李建国，1965，岩质边坡稳定的工程地质研究，地质科学，第4期。
孙玉科，1978，赤平极射投影求解空间共点力系，岩体工程地质力学问题(二)，科学出版社，94—122。

孙玉科、姚宝魁，1983，我国岩质边坡变形破坏的主要地质模式，岩石力学与工程学报，第2卷，第1期，67—76。
曲永新、徐瑞春，1983，长江葛洲坝工程层间剪切带的研究，全国工程地质学术会议论文选集，科学出版社，161—168。
曲永新，1985，软弱夹层的工程地质预报，工程地质力学研究，科学出版社，67—97。
许兵、李毓瑞、张汝源，1985，金川露天矿边坡稳定性的岩体工程地质力学研究，岩体工程地质力学问题(六)，科学出版社，1—106。
李四光，1973，地质力学概论，科学出版社。
李方全、孙世宗、李立球，1982，华北及郯庐断裂带地应力测量，岩石力学与工程学报，第1卷，第1期，73—86。
李兴唐，1980，华北断块区前震旦纪断块的形成与断裂系统，华北断块区的形成与发展，科学出版社，1—368。
李铁汉、潘别桐编，1980，岩体力学，地质出版社，1—126。
李廉锟主编，1979，结构力学，人民教育出版社，261—283。
阿特韦尔，P. B.，法默，I. W. 著，成都地质学院工程地质教研室译，1982，工程地质学原理，中国建筑工业出版社，61—253。
谷德振，1979，岩体工程地质力学基础，科学出版社，1—290。
杜永廉，1980，边坡块体结构破坏机制的模拟试验，岩体工程地质力学问题(三)，科学出版社，114—132。
吴绵拔、刘远惠，1980，中等应变速率对岩石力学特性的影响，岩土力学，第1期，51—58。
陈宗基，1982，地下巷道长期稳定性的力学问题，岩石力学与工程学报，第1卷，第1期，1—20。
陈宗基，1983，关于岩石变形的基本微分方程，岩石力学与工程学报，第3卷，第1期，1—10。
陈旦熹、戴冠一，1982，三向应力状态下大理岩压缩变形试验研究，岩土力学，第3卷，第1期，27—44。
张文佑著，1984，断块构造导论，石油工业出版社，1—361。
张流等，1985，我国六种岩石在高围压下的强度特性，岩石力学与工程学报，第4卷，第1期，10—19。
周瑞光，1984，砖红色粘土岩湿度力学效应实验研究，岩体工程地质力学问题(五)，科学出版社，48—55。
周瑞光，1985，围压力学效应及围压系数，工程地质力学研究，地质出版社，209—214。
姚宝魁、刘竹华，1986，金川二矿区的原岩应力状态及构造应力场特征，工程地质力学研究，地质出版社，236—246。
重庆建筑工程学院、同济大学编 1981，岩体力学，中国建筑工业出版社，1—266。
高维华，1984，岩体强度及其弱面临界角的计算原理和方法，勘察科学技术，第1期，42—47。
陶振宇，1976，水工建设中的岩石力学问题，水利电力出版社，1—157。
陶振宇主编，1981，岩石力学的理论与实践，水利电力出版社，1—397。
陶振宇，1984，简论岩石的摩擦特性，岩体工程地质力学问题(五)，科学出版社，24—32。
铁摩辛柯，S. 著，汪一麟译，1979，材料力学，科学出版社，1—173。
郭志，1982，灰岩岩体力学性质原位三轴试验研究，岩体工程地质力学问题(四)，科学出版社，128—141。
郭志，1982，岩体结构面力学效应试验研究，岩体工程地质力学问题(四)，科学出版社，142—152。
郭志，1985，岩体变形和破坏机制研究，工程地质力学研究，地质出版社，112—123。
钱伟长、叶开源，1956，弹性力学，科学出版社，1—327。
屠尔昌宁诺夫，H. A.，约菲斯，M. A.，卡斯帕亮，Э. B.，刘昕成等译，1981，矿山岩石力学基础，煤炭工业出版社，1—459。
彭光忠、周宇、张利军，1985，块状组合岩体结构力学效应的模型研究，岩土力学，第6卷，第1期，27—36。
斯塔格，K. G.，晋基维茨，O. C. 主编，成都地质学院工程地质教研室译，1978，工程实用岩石力学，地质出版社，1—394。
廖椿庭、施兆贤，1983，金川矿区原岩应力实测及在矿山设计中的应用，岩石力学与工程学报，第2卷，第1期，103—112。
霍瓦德，G. C.，法斯特 C. R. 著，付灿邦、任书泉等译，1980，油层水力压裂，石油工业出版社，1—92.
Barton, N. R., 1972, A model study of rock-joint deformation, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol. 9, No. 5.
Broili, L., 见 Müller, L. ed., 李世平译，1981，岩石力学，煤炭工业出版社，31—61.
Byerlee, J. D., 1968, Brittle-ductile transition in Rock, *J. Geoph. Res.*, Vol. 73, No. 14.
Goodman, R. E., 1976, Methods of Geological Engineering in Discontinuous Rocks, West Publishing Company.
Gray, K. E., 1968, Some rock mechanics aspects of petroleum engineering, in Proc. of 9th U. S. Symposium on rock mechanics.
Griffith, A. A., 1920, 见斯塔格，K. G.，晋基维茨，O. C. 主编，成都地质学院工程地质教研室译，1978，工程实用岩石力学，地质出版社 91，94，103，218.
Habib, P., Vouille, G., 1966, 论高压作用下比尺效应的消失，科学院报告(法国).
Hoek, E., Bray, J. W., 1974, Rock Slope Engineering, The Institution of Mining and Metallurgy, London.
Haimson, B. C., 1978, The hydraufracturing stress measuring method and renceni field results, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstracts*, Vol. 15.
Inglis, C. E., 1913, Stress in a plate due to the presence of ckacks and sharp corners, Trans. Instn. Nav. Archit., London, Vol. 55, 219—14.
Jaeger, J. C., Cook, N. G. W., 1979, Fundamentals of Rock Mechanics, Third Ed., Chapman and Hall London.

John, K. W., 1969, in Lama, R. D., Vukukuri, V. S., 1978, Handbook for mechanical properties of rock, Vol. IV, Trans. Techpublication.

Kutte, H. K., 1974. 见米勒, L. 主编，李世平等译，1981，岩石力学，煤炭工业出版社，83—95.

Karman, TH. Von, 1911, Festigkeitsversuche unter allseitigem, Druck, *Z. Ver. dt. Ing.*, Vol. 55, 1749—57.

Louis, C. 1974. 见米勒，L. 主编，李世平等译，1981，岩石力学，煤炭工业出版社，254—325.

Mogi, K., 1966, Pressure dependence of rock strength and transition from brittle fracture to ductile, *Bull. Earthq Res. Inst* Tokyo, Vol. 44, 215—232.

Müller, L., Pacher, F., 1965, in Lama, R. D., Vutukuri, V. S., 1978, Handbook for mechanical properties of rock, Vol. IV, Trans. Techpublications.

Müller, L. 主编，1981，李世平等译，岩石力学，煤炭工业出版社，1—29.

Obert, L. and Stephenson, D., 1965, Stress Conditions under which core discing occurs, *Trans. AIME*, Vol 232, No. 68(6), 1759—1765.

Stagg, K. G. and Zienkiewicz, O. C., 1969, Rock Mechanics in Engineering Practice, Reprinted.

Sun Guangzhong, 1982, A testing study of a buckling failure of rock mass, Proc. of 4th Cong. IAEG, Vol. II.

Trollope, D. H., The mechanics of discontinuous or clastic mechanics in rock problems, in Rock Mechanics in Engineering Practise, 1969, ed. by Stagg, K. G. and Zienkiewikz, O. C.

Берон, А. И. и другие, 1968, Исследование влияния скорости приложения нагрузки на прочность горных пород при сжатии. Издат. ИГД. им. Скочинского, А. А.

Берон, А. И., и другие, 1973, Исследвание прочности и деформируемости горных пород Издат. "НАУКА", Москова.

Лехницкий, С. Г., 1950, Теория упругости анизотропного тела, Гостехиздат, М-Л.

［General　Information］
书名＝岩体结构力学
作者＝
页数＝381
SS号＝0
出版日期＝